Årg. 41:1 Mars 1958

ELEMENTA

Tidskrift för matematik, fysik och kemi

FÖRSTA HÄFTET

Ingemar Bergström, Spegelsymmetri i fysiken. Nobelpriset i fysik 1957 . . . 1

Kurt Lidén, Nyare metoder för de radioaktiva isotopernas användning . . . 17

Josef Andersson, Om $u+v+w=0$ och $|u|+|v|+|w|=0$ 32

Gerhard Arfwedson, Formeln $E=m\,c^2$ 35

Torsten Lindqvist, Atomfysik i Israel 37

Torsten Wilner, Klangfigurer och atomfysik 41

Notiser: Bertil Englund, Kemiska skolexperiment; Frode Hjerting, Forskellige trykforsøg; Göte Ericsson och N. Bertil Nilsson, Apparat för demonstration av vissa cirkelsatser 47

Aktuellt: Stig Andersson, Föreningen i Lund för matem. naturv. underv. Möte i nov. 1957; G. Starck, Svenska Kemistsamfundets Berzeliusdagar i jan. 1958; Carl Rosengren, Föreningen för matem. naturv. underv. Årsmöte i Stockholm i jan. 1958 54

Bokanmälningar: Sneddon, Elements of Partial Differential Equations; Maxwell, An Analytical Calculus Vol. IV; Lietzmann, Sonderlinge im Bereich der Zahlen; Fraser, Nonparametric Methods in Statistics; Grenander/Rosenblatt, Statistical Analysis of Stationary Time Series; Bartlett, An Introduction to Stochastic Processes; Cochran/Cox, Experimental Designs; Fischer, Five Mathematical Structural Models in Natural Philosophy etc.; Applied Probability, Vol. VII (Symposium); Shamos/Murphy (Ed.), Recent Advances in Science: Physics and Applied Mathematics; The First One Hundred and Fifty Years. A History of John Wiley & Sons, Incorporated; forts. å omslagets andra sida.

Problemavdelning:

Matematiska uppgifter (red. av S. Bågman) 76

Matematiska och fysikaliska uppgifter i fyllnadsprövning efter studentexamen januari 1958 79

Författare i detta häfte (andra omslagssidan). Insänd litteratur (86)

Annonsörer: Almqvist & Wiksell; Rudolph Grave; Lindståhls Bokhandel; Norstedt & Söner; AB Philips; Svenska Bokförlaget; Svenska Fysikersamfundet.

REDAKTION OCH EXP.: Karlbergsv. 16IV STOCKHOLM

ELEMENTA

Årligen fyra häften (mars, juni, sept., dec.). Prenumeration sker genom inbetalning å postgiro 527 55; pr år kr. 15:—, pr häfte kr. 4:25. Tidskriften sändes som utgivarkorsband.

Red. och utgivare: fil. dr C. E. Blom. Karlbergsv. 16, Stockholm.

Tidigare årg. Förfråga Eder direkt hos red. Av årg. 1—13 är flera ofullständiga. Priset pr årg. (i häften) är för årg. 14 (1931) t.o.m. 34 (1951) kr. 10:—, för årg. 35—38 kr. 12:50, för årg. 39 och 40 kr. 15:—.

Pärmar av grön klot à 3:—+25 öre i porto; varje pärm avsedd för två årg.

Problemhäften för åren 1943—52 à kr. 1:20, för 1953—1955 à kr. 1:40, för 1956 och 1957 à 2:20. Innehåll: Student- o. realex.-uppg. i matem. o. fysik med svar och anvisningar.

Särtryck ur ELEMENTA:

2. M. Sjöström, Vätskors och gasers strömning, kr. 2:—.
3. M. Sundqvist, Teorien för de moderna glasögonen, kr. 2:—.
6. S. Comét, Matrisräkning. Slut.
7. H. Henrikson, Om segelflygning och dess energikällor i atmosfären, kr. 2:40.
8. K.-B. Augustinsson, Vitaminernas kemi, kr. 2:—.
9. L. G. Sillén, Kemiska reaktionsformler, kr. 2:60.
10. L. G. Sillén, Kemistens hjärna - ett utrymmesproblem, kr. 2:—.
11. C.-E. Fröberg—G. Kjellberg—O. Boivie, Siffermaskiner och hålkortsmaskiner, kr. 3:—.
12. Karin Aurivillius, Analysvågen, kr. 2:40.
13. Uno Trägårdh, Primär- och sekundärelement, kr. 2:40.
14. K.-B. Augustinsson, Enzymkemi, kr. 2:60.

De nya skrivningstyperna i matematik i studentex. finner Ni i Problemhäfte 1957 (skrivningarna i mars, juni, nov.) och i Problemhäfte 1956, som utom årets ex. uppg. innehåller Skolöverstyrelsens »Övningsuppg. i matematik till studentexamen».

Problemhäften och övriga särtryck sändes pr korsband (porto 15 öre) om inbetalning sker till postgiro 527 55, Elementa, Karlbergsvägen 16, Stockholm.

Bokanmälningar (forts): Weber/White/Manning, Physics for Science and Engineering; van de Hulst, Light Scattering by Small Particles; Houstoun, Physical Optics; Dekker, Solid State Physics; Lyttleton, The Modern Universe; Höfling, Lehrbuch der Physik; Parker, Brittle Behavior of Engineering Structures; Schramm, Chemische und biologische Laboratorien; Kortüm, Lehrbuch der Elektrochemie; Walling, Free Radicals in Solution; Boström, Fotografisk kemi; Errera, Chimie physique nucléaire appliquée; Mörtstedt, Teknisk värmelära. 57

Författare i detta häfte: lektor S. Algéus, Västerås; fil. dr J. Andersson, Vaxholm; lektor S. Andersson, Malmö; fil. dr G. Arfwedson, Stockholm; civiling. E. Asplund, Stockholm; docent I. Bergström, Stockholm; fil. lic. G. Blom, Malmö; lektor B. Englund, Uppsala; lektor G. Ericsson, Örnsköldsvik; lektor B. Grundström, Djursholm; fil. lic. N. Hansson, Lund; lektor O. Hemer, Linköping; lektor F. Hjerting, København; dr J. Hult, Stockholm; professor E. Ingelstam, Stockholm; lektor C. V. Jonsson, Ludvika; lektor T. Jönsson, Stockholm; laborator K. Lidén, Lund; docent T. Lindqvist, Uppsala; docent L. Melander, Stockholm; fil. mag. N. B. Nilsson, Uppsala; fil. lic. C. Nordling, Uppsala; lärov. adj. C. Rosengren, Eskilstuna; docent J. Rydberg, Stockholm; lektor L. Råde, Göteborg; docent E. Staffansson, Göteborg; lektor G. Starck, Stockholm; lektor E. Storm, Stockholm; laborator T. Wilner, Stockholm; docent G. Wranglén, Stockholm.

Alltid lika aktuella!

Jonathan Leonard

RYMDFLYGNING

En på fakta grundad redogörelse för vad som har uträttats och vad som rimligen kan komma att uträttas på väg mot människans erövring av rymden.
15:—, inb. 19:—

Patrick Moore

STRÖVTÅG PÅ MÅNEN

Patrick Moore, en av vår tids mest framgångsrika månforskare, ger en ytterst stimulerande sammanfattning om vår nuvarande kunskap om månen. En fascinerande bok!
18:50, inb. 22:—

Peter Naur — Bengt Strömgren

STRÖVTÅG I UNIVERSUM

Författarna tar oss med till de oerhört stora, avlägsna stjärnsystemen galaxerna, till solens inre och området omkring centrum, där energin uppstår vid atomkärnreaktioner.
11:50, inb. 15:—

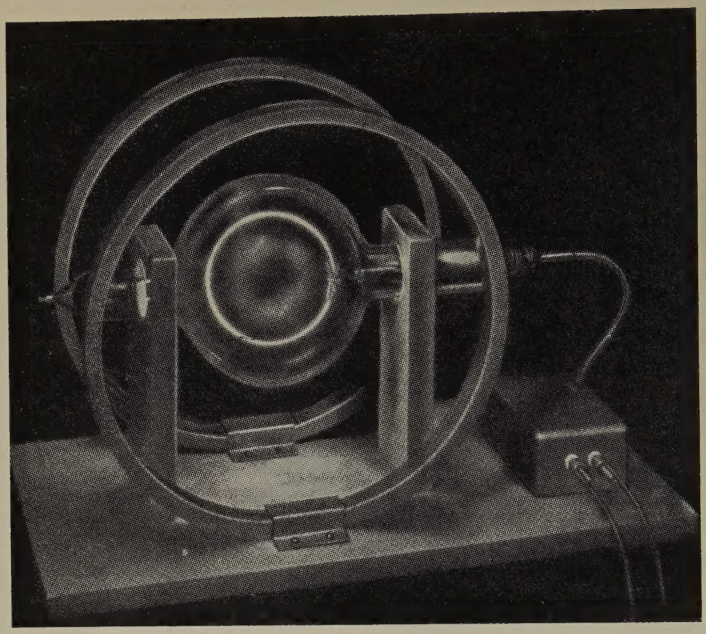
Åke Wallenquist

PLANETEN MARS

Ger i populär form en allmän orientering över vår nuvarande kunskap om Mars och en vederhäftig sammanfattning av de problem, som ännu väntar på sin lösning.
9:50, inb. 13:—

ALMQVIST & WIKSELL/GEBERS

AWE



Elektronstrålerör

för bestämning av elektronernas spec. laddning e/m. Med hjälp av det gasfyllda elektronstråleröret kan man tydligt påvisa de magnetiska och elektrostatiska inverkningarna på den *synliga* elektronstrålen. Utförliga försöksbeskrivningar medföljer röret.

Planera redan nu för

LEYBOLDS SOMMARKURSER I FYSIK 1958

Kontakta oss för närmare upplysningar

När det gäller fysikalisk apparatur

TAG KVALITET • TAG LEYBOLD

RUDOLPH GRAVE AB

SKOLAVDELNINGEN

Box 3082, Malmskillnadsg. 48 c, Stockholm 3, Tel. 23 37 80
Box 4158, St. Nygatan 27 b, Malmö 4, Tel. 381 25

11277

Lee (t. v.) och Yang (t. h.) "That's the point"

Spegelsymmetri i fysiken

Nobelpriset i fysik 1957

Av docent Ingmar Bergström, Stockholm

1957 års nobelpris i fysik har av Vetenskapsakademien tilldelats professorerna Tsung Lao Lee och Chan Ning Yang för »djupgående undersökningar av de så kallade paritetslagarna, vilka har lett till viktiga upptäckter rörande elementarpartiklarna».

Stundom har Vetenskapsakademien klandrats för sin försiktighet gentemot pionjärarbeten. Så till exempel tilldelades Einstein först 1921 nobelpriset »för förtjänster om den teoretiska fysiken särskilt hans upptäckt (år 1905) av lagen för den fotoelektriska effekten». Relativitetsteorien ansågs av många falla inom ramen för kunskapsteori. Cockroft och Waltons arbeten utförda 1930 belönades år 1951. Vad 1957 års nobelpris i fysik beträffar kan man sannerligen inte tala om någon långsam reaktion. I ordets bokstavliga mening har i detta fall priset tilldelats dem som »under det förlupna året inom fysikens om-

råde gjort en viktig upptäckt». Enligt uppgifter från Lee och Yang själva tog de för första gången på allvar itu med paritetsproblemet i maj 1956, vilket resulterade i deras berömda artikel [1] i »the Physical Review» inlämnad den 22 juni och tryckt den 1 oktober samma år.[1] Till samma tidskrift inlämnades den 15 januari 1957 två experimentella arbeten [2, 3], vilka på olika sätt bekräftade Lees och Yangs hypotes, att speglingssymmetrien hos fysikaliska system kan tänkas ändra sig med tiden. I kvantmekaniken är detta ekvivalent med att säga, att pariteten inte alltid är en rörelsekonstant, eller med andra ord, att det existerar processer, där pariteten icke bevaras.

Första halvåret 1957 karakteriseras av en oerhörd aktivitet inom detta område av fysiken och praktiskt taget alla experimentella resultat stödde Lees och Yangs teoretiska förväntningar. Det intensiva intresset för hithörande problem återspeglas i ett stort antal av de fysikkonferenser, som hållits vid olika universitet och laboratorier under 1957. Paritetssituationen har i många fall givits prioritet och tilldragit sig den största uppmärksamheten (Se docent Lindqvists artikel i detta nr av Elementa, s. 37).

Karakteristiskt för den explosiva experimentella verksamhet som blev ett resultat av Lees och Yangs hypoteser är följande episod. Lee och Yang färdades olika vägar till Stockholm. Lee höll en föreläsning i Köpenhamn och Yang besökte universitetet i Oslo. Yangs flygplan lämnade USA obetydligt efter Lees. De båda pristagarna »överraskades» av ett informellt seminarium vid professor Kleins institution i Stockholm. De tycktes spela krona och klave om vem som skulle ta till orda. Lotten föll på Lee. Väl inne i en omfattande argumentering, där teori och experiment konfronterades, avbröt Yang en mycket konfunderad Lee. »Jo, ser Du, Goldhaber ringde mig från Brookhaven ett par timmar innan planet gick och meddelade de senaste mätresultaten» [4]. Vid den tidpunkten satt Lee någonstans åtskilliga tusen meter över Atlanten. På grund av det hektiska nobelprogrammet hade de inte fått tid att gemensamt diskutera den nya situationen.

I de följande avsnitten kommer vi ytterst schematiskt att behandla Lees och Yangs hypoteser och de experimentella arbeten, som på ett så vackert sätt stött deras teorier. Vi skall emellertid försöka göra detta, så att vi får tillfälle att referera till flera i detta sammanhang aktuella arbeten. För att vi överhuvud taget skall få något ut av detta tämligen abstrakta område inom fysiken är det tillrådligt, att först ägna ett avsnitt (1) åt en elementär diskussion om naturlagarnas invarians vid vissa transformationer från ett koordinatsystem till ett annat. I synnerhet kommer vi att uppehålla oss vid speglings-

[1] Siffra inom klammer hänvisar till referenserna sid. 15.

ransformationen. Vi skall sedan (2) visa, vilket specifikt problem (det .k. $\theta-\tau$ dilemmat), som fokuserade Lees och Yangs intresse mot pari- etsproblemet. I (3) visas hur man i laboratoriet kan åstadkomma en xperimentell situation, som är ekvivalent med en spegling i rummet. (4) och (5) diskuteras slutligen försöken.

1. Naturlagarnas invarians

Fysikaliskt observerbara storheter är beroende av ett visst antal ariabler. För att underlätta beskrivningen av storheternas beteende nvänder vi oss av koordinatsystem. Härvidlag uppstår en del till ynes triviala problem. Vid första påseende tycks det, som om valet v koordinatsystem inte skulle spela någon roll. Naturlagarna och de ysikaliska observablerna borde vara desamma i alla system. Låt oss a det enkla exemplet: en elektron som rör sig runt en proton. Den anske mest fundamentala naturlagen av alla säger att totala energien, E_{tot}, för ett visst system är konstant i tiden.

Om vi behandlar fallet väteatomen klassiskt, kan vi således skriva

$$E_{tot}=\frac{p_x^2+p_y^2+p_z^2}{2m}-\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{x^2+y^2+z^2}}=\text{konstant}$$

lär p betecknar impulser och x, y, z rumskoordinater.

Om vi vrider koordinatsystemet kring origo, blir i det nya systemet x', y', z' funktioner av koordinaterna i det förra, x, y, z, och av vrid- ningsvinklarna. Det är lätt att övertyga sig om att E_{tot} vid denna vrid- ningstransformation lämnas oberörd. Om så inte vore fallet, skulle ymden vara anisotrop, en för förnuftet främmande tanke. Vi säger lärför, att i detta fall är totala energien invariant vid en vridnings- ransformation.

Vi erinrar oss också, att Maxwells ekvationer, som beskriver det lektromagnetiska fältet, är invarianta vid den s.k. Lorentz-trans- ormationen. I detta fall förflyttar vi oss mellan system, som rör sig förhållande till varandra med konstant hastighet. Alla observabler om på ett eller annat sätt kan deduceras från Maxwells ekvationer lir därför lika i de båda systemen. Newtons rörelselagar är däremot cke invarianta under nämnda transformation. Einsteins speciella elativitetsteori kan sägas innebära en modifikation, sådan att även Newtons mekanik blir invariant under en Lorentz-transformation. v det ovan sagda framgår, att frågan om naturlagarnas invarians vid lika typer av transformationer mellan koordinatsystem spelat en ramstående roll i fysikens utveckling.

Den transformation som framför allt aktualiserats genom årets obelpris i fysik är speglingstransformationen. Vi ställer oss nu frågan:

»Är naturlagarna desamma i ett visst givet koordinatsystem och i det speglade systemet?» Låt oss än en gång klassiskt behandla totala energien hos en väteatom. Då vid speglingstransformationen $x \to x' = -x$, $y \to y' = -y$ och $z \to z' = -z$, ändras inte värdet på E_{tot}, eftersom impulser och rumskoordinater förekommer kvadratiskt och E_{tot} är i detta fall invariant även under en speglingstransformation.

Det är framför allt i den kvantmekaniska beskrivningen av de fysikaliska observablerna, som speglingssymmetrien är så betydelsefullt. Paritetsoperatorn definieras så, att den applicerad på en vågfunktion ändrar rumskoordinaternas tecken (spegling). Om Ψ är en egenfunktion till paritetsoperatorn, gäller:

$$P\,\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z) = C\,\Psi(x, y, z)$$

En upprepad spegling måste återföra oss till utgångssituationen.

$$P^2\,\Psi = PC\,\Psi = CP\,\Psi = C^2\,\Psi = \Psi$$

$$\therefore C = \pm 1$$

Paritetsoperatorn har således egenvärdena $\pm$ 1.

Hamiltonoperatorn för väteatomen är (icke relativistiskt)

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right] - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

Då P kommuterar med H, är pariteten en rörelsekonstant ($PH - HP = 0$). Speglingssymmetrien för väteatomens vågfunktion, pariteten, ändras således ej med tiden.

För många system känner vi ej exakt till H. Frågan blir då, om det i stället är möjligt att experimentellt avgöra, om pariteten är en rörelsekonstant eller ej genom att iakttaga spegelsymmetrien hos ett system vid olika tider. Det närmast till hands liggande sättet att definiera dessa tider erhålles genom att betrakta systemet ifråga före och efter en signifikant ändring. Om systemet är en atom eller en elementarpartikel, kan denna ändring vara en sönderfallsprocess. Vi har då att jämföra speglingssymmetrien hos atomkärnan eller elementarpartikeln (tillstånd 1) med spegelsymmetrien hos sönderfallsprodukterna (tillstånd 2). Om speglingssymmetrien inte ändrats under sönderfallsprocessen har pariteten bevarats.

Redan innan Lee och Yang ställde frågan om paritetens universella bevarande eller icke bevarande på sin spets, hade en och annan forskare närmat sig denna fråga. Det är emellertid intressant att se, hur de ryggat tillbaka inför tanken att uppge principen om paritetens bevarande (se 2). Det väckte därför en enorm uppståndelse bland världens fysiker, när Lee och Yang publicerade sin hypotes, att pariteten

cke bevaras vid s. k. svag växelverkan dvs. i β-sönderfall samt vid neson- och hyperon-sönderfall. Förslaget att ge upp pariteten som en niversell rörelsekonstant betraktades som i hög grad osmakligt. Den xperimentella verifikationen av deras hypotes innebar en verklig itamindos för fysiken och för de fysiska institutionerna. Det finns äl knappt en fysisk institution, där inte serier av paritetsseminarier tartades. Fundamentala frågor, som eljest sällan eller aldrig berördes, lockades fram, dammades av och presenterades för kritisk granskning. Det förhållandet har säkerligen också kraftigt bidragit till det norma intresset för paritetsfrågan, att problemställningen berör så ånga områden av fysiken (den teoretiska fysiken, elementarpartikarna, kärnfysiken, fasta kroppars fysik, atomfysik etc.) De båda orskarnas insats är därför av utomordentligt stor betydelse.

2. θ—τ-dilemmat

Vilken var då den process, där Lee och Yang hade anledning att bevivla paritetens icke-bevarande? I mesonfysiken hade det s. k. θ—τ-ilemmat tilldragit sig uppmärksamheten på grund av vissa därmed örenade motsägelser. θ- och τ-mesonerna är K-mesoner och betecknas tundom $K_{2\pi}$ och $K_{3\pi}$ respektive. Deras karakteristika framgår av edanstående tabell.

Mesoner	Massa (elektronmassor)	Medellivslängd sek	Sönderfall
θ ($K_{2\pi}$)	966 $\pm$2	$(1{,}21\pm0{,}10)\,10^{-8}$	$\pi+\pi$
τ ($K_{3\pi}$)	966,1$\pm$2,0	$(1{,}27\pm0{,}20)\,10^{-8}$	$\pi+\pi+\pi$

Som synes av tabellen verkar det, som om θ- och τ-mesonerna är dentiska partiklar. π-mesonen anses ha spin 0, varför både θ- och -mesonerna båda kan ha spin 0, utan att detta är i konflikt med spinonservationen. π-mesonen kan emellertid också tillskrivas en inre aritet. Vi avser i detta fall pariteten hos den funktion, som beskriver et mot partikeln svarande fältet. π-mesonen anses ha pariteten (—1). Nämnda funktion ändrar således tecken vid spegling i rummet.

$$\begin{array}{lll} \theta \longrightarrow \pi + \pi & & \tau \longrightarrow \pi + \pi + \pi \\ (+1)\ \ (-1)\ \ (-1) & & (-1)\ \ (-1)\ \ (-1)\ \ (-1) \end{array}$$

Om pariteten bevarades i ovanstående sönderfall, skulle de båda π-esontillstånden således ha pariteten $(-1)^2 = (+1)$ och $(-1)^3 = (-1)$ espektive. Detta skulle innebära att θ och τ icke vore identiska partiklar, ots att i ovanstående tabell samlade data indikerar att så är fallet. Den est radikala lösningen på dilemmat vore naturligtvis att ifrågasätta aritetens bevarande vid θ- och τ-mesonernas sönderfall. Lee och

Yang gjorde nu en grundlig inventering av de meson- och β-sönderfallsexperiment, som dittills hade utförts. De fann till sin stora förvåning, att inga av dessa experiment var relevanta i paritetsdiskussionen. I sina båda nu så berömda arbeten föreslår Lee och Yang ett flertal experiment, som entydigt skulle avgöra om pariteten var en rörelsekonstant eller ej. Dessa förslag är ovanligt detaljerade för att komma från teoretiska fysiker och låter oss ana en intim kontakt med det experimentella lägret.

Det är givetvis inte bara Lee och Yang som betvivlat paritetens bevarande i vissa processer. Lees och Yangs insats ligger i att de inte passivt tvivlade, utan att de vidtog åtgärder som förde problemet till en snabb lösning. I detta sammanhang tillåter vi oss att citera ett uttalande av den amerikanske fysikern Dalitz någon månad innan Lee och Yang offentliggjorde sina arbeten: »This possibility (uppgivandet av paritetens konservering) would allow the most direct solution of the $\theta-\tau$ problem with only the one very far reaching assumption; however empirical evidence explicitly demonstrating the failure of parity conservation in hyperon or K-particle decays will be necessary before this hypothesis would be accepted with conviction.»

3. En speciell speglingstransformation

Nedanstående tankeexperiment kan sägas principiellt bilda grundvalen för de mätningar, som kommer att diskuteras i (4) och (5), vilka på ett övertygande sätt bekräftade Lees och Yangs hypotes.

I origo i högersystemet x, y, z placeras ett radioaktivt preparat, som utsänder β-partiklar (elektroner eller positroner). Tillstånd 1), som utgöres av de radioaktiva kärnorna innan de sönderfallit, är spegelsymmetriskt antingen orienteringen av kärnspinnet är slumpvis eller ordnad. Efter en tid har ett visst antal atomkärnor sönderfallit, och sluttillståndet representeras av en spegelsymmetrisk del, de nya atomkärnorna, samt en annan del neutrinos och betapartiklar, vars symmetriegenskaper skall undersökas. Då det inte finns några enkla sätt att detektera en neutrino, kan vi endast studera β-partiklarnas symmetriegenskaper.

Betrakta en betapartikel med impulsen $\overline{p}_x$, som rör sig utefter x-axeln med spinprojektionen $\overline{s}_x$ parallell med rörelseriktningen (betecknas $\rightrightarrows$). Vid spegling i origo sker följande:

$$\overline{p}_x \rightarrow \overline{p}_{x'} = -\overline{p}_x \quad ; \quad \overline{s}_x \rightarrow \overline{s}_{x'} = \overline{s}_x$$

Riktningen av spinprojektionen har i det speglade systemet x', y', z' ej ändrats, emedan spinnet är en pseudovektor.

Vi finner således följande. Betapartiklar, som i ett högersystem rör ig med $\overline{p}_x$ och $\overline{s}_x$ parallella, motsvaras i det speglade systemet av etapartiklar, för vilka impuls och spin är antiparallella. Deras antal etecknas $N_\hbar(\rightrightarrows)$ resp. $N_v(\rightleftarrows)$. Analogt gäller för betapartiklar som i ögersystemet har impuls och spin antiparallella. Här övergår vid pegling $N_\hbar(\rightleftarrows)$ i $N_v(\rightrightarrows)$.

Vi antyder här två sätt att avgöra, om betapartiklarna uppvisar pegelsymmetri:

) Antag, att det i högersystemet endast finns betapartiklar av typen $\rightrightarrows$. ör spegelsymmetri fordras att:

$$N_\hbar(\rightrightarrows)=N_v(\rightleftarrows)$$

)e experimentella betingelserna för att kontrollera denna relation fines i betasönderfall från atomkärnor för vilka spinnet på ett eller annat sätt riktats. Man väljer sådana sönderfall, där spin-konservationen eder till att betapartikelns spin är parallellt med kärnspinnet. Att mäta $N_\hbar(\rightrightarrows)$ och $N_v(\rightleftarrows)$ är då detsamma som att mäta antalet betapartiklar mitterade i kärnspinnets riktning och i den motsatta riktningen (se föröket med Co^{60}, sid. 8). Om $N_\hbar(\rightrightarrows) \neq N_v(\rightleftarrows)$, har vi visat att systemets peglingssymmetri ändrats. Vi ser nu att detta är ekvivalent med att onstatera att N inte är invariant vid en speglingstransformation i ummet, eller om man så vill, att de naturlagar som beskriver β-sönerfallet inte är desamma i höger- som vänstersystem.

) Antag, att det finns betapartiklar av båda slagen $\rightrightarrows$ och $\rightleftarrows$ i högerystemet. Det inses omedelbart att speglingssymmetri är omöjlig, om nte $N_\hbar(\rightrightarrows)=N_\hbar(\rightleftarrows)$. Polarisationsgraden för betapartiklar definieras om

$$P=\frac{N(\rightrightarrows)-N(\rightleftarrows)}{N(\rightrightarrows)+N(\rightleftarrows)}$$

lätning av P ger oss önskad information. Så snart $P \neq 0$ innebär detta, tt speglingssymmetrien ej bevaras vid β-sönderfall.

För parallell inställning av $\overline{s}_x$ och $\overline{p}_x$ blir $\overline{s}_x$ en vektor, som skruvar färdriktningen. β-partikeln kan i detta fall liknas vid en högerskruv ch säges vara högerpolariserad. För antiparallell inställning av $\overline{p}_x$ ch $\overline{s}_x$ är β-partikeln en vänsterskruv eller vänsterpolariserad.

Som vi senare kommer att finna spelar i vissa fall observation av amma-strålning en väsentlig roll för vår problemställning. Fotonen ar som bekant spin 1 (inre impulsmoment$=\hbar$). På samma sätt som ör elektroner kan vi även i detta fall tala om vänster- och högerolariserade fotoner. Ofta användes i litteraturen uttrycken höger- och änster-cirkulärpolariserade fotoner, vilket beror på att det elektroagnetiska fält som motsvarar dessa fotoner är höger- respektive änster-cirkulärpolariserat.

4. Experiment som visar att pariteten icke bevaras vid β-sönderfall

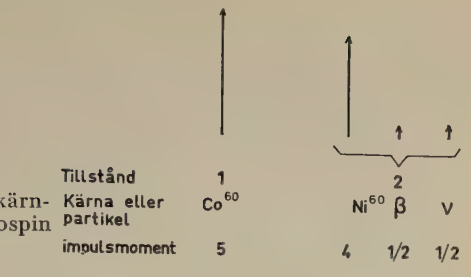
4a. Polarisation av atomkärnor vid låg temperatur

C. S. Wu [2] och hennes medarbetare blev de första, som hade nöjet att experimentellt visa paritetens icke-bevarande vid svag växelverkan (β- och meson-sönderfall). Deras experiment bygger på möjligheten att vid låga temperaturer partiellt polarisera atomkärnor i ett svagt magnetfält. Radioaktiva Co^{60}-kärnor byggs in i ett paramagnetiskt salt, vilket kyls ned till omkring 0,01°K genom adiabatisk avmagnetisering. På grund av att β-sönderfall från Co^{60} är »tillåtet» och på grund av impulsmoments bevarande uppnås härigenom en partiell polarisering av de utsända elektronernas spin. Vid nedkylningsprocessen är det elektronspinnet, som är verksamt på grund av det väsentligt större magnetiska momentet μ_0 hos elektronen jämfört med atomkärnan. Tack vare en betydande koppling mellan elektronens totala impulsmoment J och kärnspinnet tvingas på detta sätt även kärnspinnet till en viss grad av orientering. Förhållandet mellan antalet atomer, där den verksamma elektronens spinprojektion ligger parallellt och antiparallellt med magnetfältet ges av Boltzmanns fördelningslag:

$$\frac{N(\uparrow\uparrow)}{N(\uparrow\downarrow)} = e^{-2\mu_0 B/kT}$$

Vid rådande experimentella förhållanden var detta tal $\approx 0{,}6$.

Co^{60} har i grundtillståndet kärnspinnet 5. β-sönderfallet leder till ett exciterat tillstånd i Ni^{60} med spin 4. Den vid β-sönderfallet emitterade neutrinon [Lee och Yang kallar den vid β^--sönderfall associerade »neutrinon» för antineutrino; se (5)], och elektronen måste således tillsammans ta med sig ett impulsmoment av 1 enhet. Då dessa elementarpartiklar har spin 1/2, måste de emitteras med sina spin sinsemellan parallella och vi inser, att deras spin måste vara parallella med kärnspinnet hos Co^{60}. Mätning av betaintensiteten parallellt och antiparallellt med kärnspinnet motsvarar då den sid. 7 skisserade situationen 1. Mätningar i de båda riktningarna ger olika information. Därmed är det bevisat, att β-sönderfallssannolikheten inte är invariant vid en speglingstransformation och att speglingstransformationen inte är konstant i tiden. Av utrymmesskäl utfördes emellertid experimentet så, att detektorn satt fix, men Co^{60}-kärnornas polarisationsriktning ändrades genom att kasta om magnetfältets riktning. Mätningarna visade nu, att förhållandet mellan β-partiklarnas intensitet i dessa båda fall var 0,63.

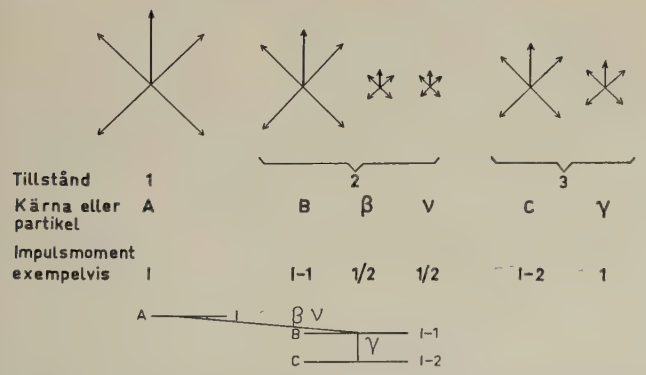


g. 1. Relativa riktningen hos kärn- in, elektronspin och neutrinospin d sönderfall av Co^{60}.

Tyvärr är denna metod strängt begränsad till paramagnetiska sal- r, som måste uppfylla ett flertal experimentella krav. Hittills har på etta sätt endast utförts mätningar på Co^{60} [2] och Co^{58} [5]. I *4 b* kom- er vi att presentera en metod att detektera polariserade fotoner. etta är ekvivalent med att göra mätningar med polariserade atom- ärnor. Metoden har dock den stora fördelen, att den kan användas mligen generellt.

b. Polarisering av atomkärnor genom detektion av cirkulärpolari- erade fotoner

I nedanstående figur har vi konstruerat ett fall, som avser att illu- rera möjligheten att »polarisera» atomkärnor genom detektion av olariserad γ-strålning. Vid normala temperaturer är kärnspinnets rikt- ing statistiskt fördelad i rummet. Av dessa slumpvisa riktningar har i fig. 2 endast indikerat ett fåtal. För vårt ändamål betraktar vi en ss orientering (uppåtriktade pilar). Vi lägger märke till att det kon-



ig. 2. Relativa riktningen av kärnspin, elektronspin, neutrinospin och fotonspin i ett sönderfall av den typ som indikerats.

struerade fallet är sådant, att riktningen hos den utsända fotonens spin är parallell med elektronspinnet och den ursprungliga kärnans spin. Om vi således använder oss av en detektor, som endast är känslig för fotoner av viss spinriktning, har med denna metod utvalts β-sönderfall från kärnor med samma spinriktning. Metoden är därför ekvivalent med den metod, som beskrivits i *4 a*.

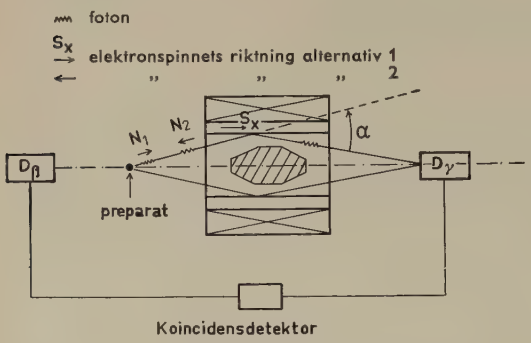


Fig. 3. Experimentell utrustning för bestämning av gammastrålningens polarisation. D_β = betadetektor. D_γ = compton-gammadetektor.

Fig. 3 visar schematiskt en försöksuppsättning, som kan hänföras till denna kategori [6]. Fotonerna får träffa den longitudinellt magnetiserade järncylindern. I cylindern sker en Comptonspridning och sekundära fotoner registreras av gammadetektorn D_γ. Comptonspridningen beror bl. a. på den relativa riktningen hos fotonens och elektronens spin. D_γ kan ställas i en sådan vinkel att den favoriserar detektion av fotoner polariserade i färdriktningen. När magnetiseringen i cylindern kastas om, favoriseras detektion av fotoner med spinnet i motsatt riktning.

Betadetektorn D_β och gammadetektorn D_γ kopplas i koincidens. På så sätt detekteras endast de elektroner, som samtidigt uppfyller det bivillkor som ges av gammadetektorn, nämligen att kärnspinnet skall ha en viss orientering (foton- och kärnspin parallella i det diskuterade exemplet). Kastas magnetiseringen om i cylindern, innebär detta att elektroner från kärnor polariserade i motsatt riktning registreras. Är koincidenshastigheten olika i de båda fallen, innebär detta att pariteten ej bevaras. Ett omfattande experimentellt material visar entydigt, att pariteten inte bevaras vid de β-sönderfall som här använts.

Fotoner kan ibland vara »genetiskt» relaterade till β-partiklar t. ex. vid annihilation och bromsstrålning. Genom att mäta fotonernas polarisation är det möjligt att i dessa processer bestämma β-partiklarnas polarisation [8, 9, 10].

4 c. Mätning av β-partiklars polarisation

I (3) visades, att om vid mätningar av β-intensiteten från ett kärnsönderfall $N_h(\rightleftarrows) \neq N_h(\rightrightarrows)$, är detta ekvivalent med att pariteten icke bevaras vid nämnda sönderfall. β-partiklarnas polarisationsgrad definieras som

$$P = \frac{N(\rightrightarrows) - N(\rightleftarrows)}{N(\rightrightarrows) + N(\rightleftarrows)}$$

Gängse teorier [11] visar, att P är energiavhängig. En viss grad av monokromatisering av β-partiklarnas energier är därför nödvändig vid mätning av P. För att avgöra huruvida $P \neq 0$ måste spinkänsliga processer anlitas. De hittills mest använda är I) Möller-spridning [12] och II) Mott-spridning [13].

I. Möller-spridning

Spridning av elektroner mot elektroner är en process känslig för elektronspinnens relativa orientering. Vi kan rent intuitivt ana detta i synnerhet, när elektronernas relativa hastighet går mot 0. Pauliprincipen förbjuder ju i ett sådant fall att elektroner med parallellt spin disponerar samma rumskoordinater. Denna diskriminering existerar ej vid antiparallellt spin. I första fallet kommer således en repellerande kraft att överlagra Coulomb-växelverkan. Spinavhängigheten är störst vid s. k. symmetrisk spridning, dvs. när den primära elektronen och den vid spridningsprocessen lösryckta elektronen har samma energi. Förhållandet mellan tvärsnitten för spridning, $\sigma(\rightrightarrows)$ och $\sigma(\rightleftarrows)$, stiger tämligen lineärt med den primära elektronens kinetiska energi. Möller-spridningen användes i ovan nämnda syfte först av Frauenfelder och hans grupp [14]. Fig. 4 visar deras experimentella arrangemang.

Genom att koppla de båda elektrondetektorerna i koincidens elimineras bakgrunden av den vida mera dominerande Coulombspridningen. Koincidensdetektorn ger ju på detta sätt endast utslag för elektroner som samtidigt lämnat det spridande foliet. Det inses lätt att om koincidenstalet vid symmetrisk placering av $D_\beta(v)$ och $D_\beta(h)$

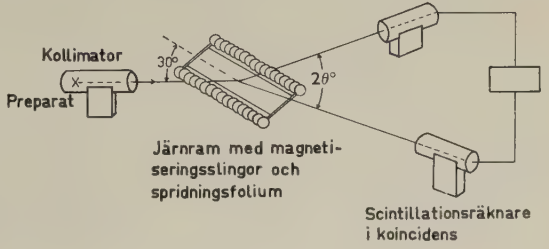


Fig. 4. Experiment för bestämning av β-partiklars polarisationsgrad genom Möllerspridning. Om scintillationsräknare se uppsats av K. Lidén i detta nr av Elementa, s. 18.

blir olika vid motsatt magnetisering av det spridande foliet, innebär detta att $N(\rightrightarrows) \neq N(\rightleftarrows)$ och att pariteten därmed icke bevaras. Vi får nu [14]

$$\frac{\delta}{2} = \frac{C_p - C_0}{C_p + C_0} = fP \cdot \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \cos \alpha$$

C_p, (C_0) = koincidenser vid parallell respektive antiparallell inställning av magnetisering och elektronimpuls

f = den bråkdel av materialets elektroner, som är polariserade vid en viss magnetisering

ε = $\sigma(\rightrightarrows)/\sigma(\rightleftarrows)$

För $P=1$, den gynnsammaste energien ($E \to 0$), $f=0{,}055$ och $\alpha = 30°$ erhålles $\delta = 0{,}1$.

II. Mott-spridning

Mott-spridningen är en spridningseffekt, som är överlagrad den vanliga Coulombspridningen mot atomkärnan. Om elektronens spinkomponent är riktad vinkelrätt mot dess färdriktning, uppstår en växelverkan mellan elektronens magnetiska moment och det magnetfält, som alstras, när elektronen på grund av Coulombattraktionen sveper förbi kärnan i en hyperbolisk bana (spin-ban-växelverkan). Försöksbetingelserna är skisserade i fig. 5.

Antag, att elektronerna från ett β-sönderfall är longitudinellt polariserade. Mott-spridningen förutsätter transversell polarisation. Övergången från det första slaget av polarisation till det andra kan t. ex. ske på följande sätt.

1) Elektronimpulsen ändras 90° genom elektrisk avlänkning [15].
2) » » » » Coulombspridning i folier av lågt Z [16].

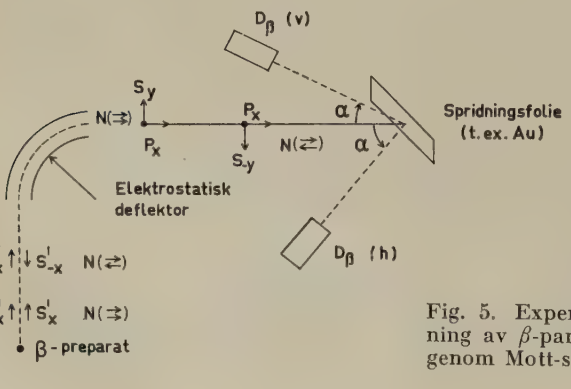


Fig. 5. Experiment för bestämning av β-partiklars polarisation genom Mott-spridning.

3) Ändring av spinriktningen i korsade elektriska och magnetiska fält [17].

Av det ovan sagda framgår det att Mott-spridningen är mer accenuerad för tunga kärnor. Spridningsfolier av Au har ofta använts. Det är lika stor sannolikhet att elektronerna passerar förbi kärnorna foliet i »högervarv» som i »vänstervarv». Det magnetfält som en elektron med viss orientering erfar har emellertid olika riktning i »vänstervarv» och i »högervarv». Om därför $N(\rightleftarrows) \neq N(\rightleftarrows)$, kommer detektorerna D_v och D_h att ge olika svar. Det krävs då att de är exakt identiska, att de är symmetriskt placerade i förhållande till de infallande elektronernas bana och att de ligger i det plan som bildas av nämnda bana och detektorerna själva. Försöken visar ånyo, att $N(\rightleftarrows) \neq N(\rightleftarrows)$ och att pariteten inte bevaras i ifrågavarande sönderfall. Vi illustrerar detta med ett försök av de Shalit och medarbetare [16], vilka använde sig av metod 2 för att transversalpolarisera elektronerna. I en typisk mätning erhöll de

$$\frac{N_v - N_h}{N_v + N_h} = (2{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-2}$$

Som synes är assymmetrieffekten liten men ur experimentell synpunkt på ett fullt tillfredsställande sätt mätbar.

5. Andra experimentella informationer

π^+-mesonen sönderfaller på följande sätt:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \qquad \mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$$

Lee och Yang [18] föreslog, att en konsekvens av paritetens icke-bevarande skulle vara, att μ-mesonen polariseras i färdriktningen och att man genom att mäta positronernas vinkelfördelning i μ^+-sönderfallet skulle få en uppfattning av polarisationsgraden. Om detta vore riktigt skulle ett enkelt sätt att mäta μ-mesonens magnetiska moment yppa sig. Mätningarna [3] utfördes vid Columbia-universitetet i New York och bekräftade till fullo Lees och Yangs hypoteser även i detta fall. Härmed hade det visats att det även fanns sönderfall av lätta mesoner, där pariteten inte bevarades. I ett senare arbete [19] kunde det även visas, att pariteten inte heller bevaras vid sönderfall av den tunga Λ-mesonen. $\theta-\tau$-dilemmat var inte längre en paradox. θ- och τ-mesonerna kunde därför mycket väl representera olika sönderfall av en och samma elementarpartikel.

Hittills har vi endast berört de kvalitativa bevisen för paritetens icke-bevarande i vissa sönderfall. I experiment av typ *4 a* och *4 b* och även vid ovan nämnda mesonsönderfall kan β-partiklarnas vinkelfördelning visas vara av formen

$$W(\theta)=1+A\frac{v}{c}\cos\theta$$

där v och c är β-partikelns resp. ljusets hastighet. Värdet av A kan beräknas teoretiskt [2, 11, 20, 21], vilket förutsätter en detaljerad kännedom om mekanismen vid β-sönderfallet och av utrymmesskäl inte kan diskuteras här.

Det intressanta är emellertid att det experimentella materialet stöder antagandet, att den s. k. laddningskonjugationen inte bevaras i dessa processer. Med laddningskonjugation avser vi en operator som byter laddningen på en elementarpartikel. Naturlagarna skulle med nödvändighet inte under alla förhållanden vara desamma för en partikel och en antipartikel.

På samma sätt har elektronens polarisationsgrad (se sid. 11) beräknats [11, 20, 22]:

$$P=\frac{v}{c}f(C_i)$$

$f(C_i)$ symboliserar bl. a. en omfattande kombination av de s. k. β-kopplingskonstanterna.

Enligt Lees och Yangs tvåkomponentteori för neutrinon blir $P=\pm v/c$ både för elektronen och positronen beroende på typen av växelverkan vid ifrågavarande sönderfall. Inom mätnoggrannheten ($\approx 10\%$) visar alla hittills utförda resultat att detta är fallet. Om vi accepterar Lees och Yangs teori, skulle vi å andra sidan genom att mäta elektronernas polarisationsgrad och vinkelfördelning kunna skaffa oss uppfattning om typen av β-sönderfall. Vid Rehovothkonferensen[1] uttryckte professor Wu den nya situationen i betaspektroskopien på följande sätt: »The field of β-decay suddenly finds itself bustling with activity and enjoying its unprecedented prosperity.» Ingen kunde säga detta med större inlevelse än Wu, som redan »in the pre-parity days» betraktades som en av de stora pionjärerna inom betaspektroskopien.

Ovan nämndes Lees och Yangs tvåkomponentteori för neutrinon. Enligt denna utsändes vid ett elektronsönderfall endast s. k. antineutrinos. Dessa har spinprojektionen riktad mot rörelseriktningen. Vid ett positronsönderfall utsändes neutrinos, där spinprojektionen är parallell med rörelseriktningen. Ehuru spinnet saknar klassisk analogi kan vi tänka oss det som en vektor som för en neutrino skruvar i rörelseriktningen (högerskruv) och för en antineutrino i motsatt riktning (vänsterskruv). Är detta riktigt, kan begreppet vänster och höger bli en för elementarpartiklarna fundamental storhet. Betecknande för den situation som på detta sätt uppstått är följande anekdot. Vi erin-

[1] Se detta häfte s. 37.

r oss, att de i den s. k. Oppenheimer-processen inblandade perso-
rna var de båda amerikanska fysikerna Oppenheimer och Teller.
essa betecknas av initierade kännare som varandras totala motsatser.
m dem skulle man kunna säga, att de var varandras antipersoner.
an befarade att, om de av misstag på ett konventionellt sätt skulle
ka trycka varandras högra händer, en förintelse likt annihilationen
partiklar och antipartiklar skulle äga rum. »And left were only
mma rays.» Hur skulle det emellertid ha gått, om den ene till även-
rs varit vänsterhänt?

Professor Chan Ning Yang är född den 22 sept. 1922 i Hofei, en stad provinsen Auhwei i Kina. Han fick sin »bachelor of science» år 1942 d South West Association University, ett kinesiskt-amerikanskt uni-rsitet i Kina och erhöll sin Ph. D. i fysik vid Chicago-universitetet 48. Under åren 1948—49 var han lärare vid samma universitet men ttade 1949 till Institute of Advanced Study i Princeton, där han rtfarande är verksam.

Professor Tsung Lao Lee är född i Shanghai den 25 nov. 1926. Han började sina collegestudier vid South West University i Kina (här träffade han för första gången Yang) men flyttade år 1946 till USA, är han avslutade sina collegestudier vid Chicagouniversitetet och höll år 1950 sin Ph. D. Lee var under år 1950 »research associate» astronomi (!) vid samma universitet. Lee begav sig sedan till Cali-rnia-universitetet, där han 1950—51 hade en liknande befattning. nder åren 1951—1953 var han verksam vid Princeton-universitetet en blev 1953 assistant professor vid Columbia University i New York, är han också för närvarande har sin verksamhet.

itteratur:

) T. D. Lee and C. N. Yang, Question of parity conservation in weak interaction. Phys. Rev. *104,* 254, 1956.

) C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, Experimental test of parity conservation in beta-decay. Phys. Rev. *105,* 1413, 1956.

) R. L. Garwin, L. M. Lederman, and M. Weinrich, Observation of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays. Phys. Rev. *105,* 1415, 1957.

) M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, Helicity of neutrinos. Phys. Rev. 1958. Inlämnad den 11 dec. 1957.

) H. Postma, W. J. Huiskamp, A. R. Miedema, M. J. Stenland, H. A. Tolhoek, and G. J. Garter, Assymmetry of the positron emission by polarized Co^{58}-nuclei. Physica, XXIII, 259, 1957.

) E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, and C. S. Wu, Further experiments on β-decay of polarized nuclei. Phys. Rev. *106,* 1361, 1957.

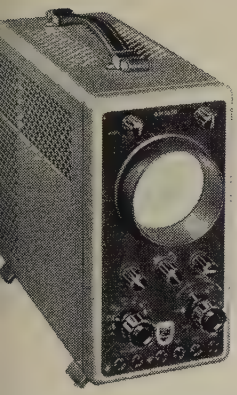
7) F. Boehm and A. H. Wapstra, Beta-gamma circular polarization experiments. Phys. Rev. *106,* 1364, 1957.
8) M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, Evidence for circular polarization of bremsstrahlung. Phys. Rev. *106,* 826, 1957.
9) S. S. Hanna and R. S. Preston, Positron polarization demonstrated by annihilation in magnetized iron. Phys. Rev. *106,* 1363, 1957.
10) S. Frankel, P. G. Hansen, O. Nathan, and G. M. Temner, Detection of Ga^{66} positron polarization by the annihilation-in-flight rate in polarized matter. Phys. Rev. *108,* 1099, 1957.
11) K. Alder, B. Stech, and A. Winther, Parity non-conservation in beta-decay. Phys. Rev. *107,* 728, 1957.
12) C. Möller, Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie. Ann. Physik *14,* 531, 1932.
13) H. A. Tolhoek, Electron polarization: Theory and experiment. Rev. Mod. Phys. *28,* 277, 1956.
14) H. Frauenfelder, A. O. Hanson, N. Levine, A. Rossi, and G. de Pasquali, Parity and electron polarization: Möller scattering. Phys. Rev. *107,* 643, 1957.
15) H. Frauenfelder, R. Bobone, E. von Goeler, N. Levine, H. R. Levis, R. N. Peacock, A. Rossi, and G. de Pasquali, Parity and the polarization of electrons from Co^{60}. Phys. Rev. *106,* 386, 1957.
16) A. de Shalit, S. Kuperman, H. J. Lipkin, and T. Rothem, Detection of electron polarization by double scattering. Phys. Rev. *107,* 1459, 1957.
17) P. E. Cavanagh, J. F. Turner, C. F. Coleman, G. A. Gard, and B. W. Ridley, On the longitudinal polarization of beta-particles. Phil. Mag. *21,* 1105, 1957.
18) T. D. Lee and C. N. Yang, Parity non-conservation and a two-component theory of the neutrino. Phys. Rev. *105,* 1671, 1957.
19) F. S. Crawford Jr, M. Cresti, M. L. Good, K. Gottstein, E. M. Lyman, F. T. Salmitz, M. L. Stevensson, and H. K. Ticho, Detection of parity non-conservation in Λ-decay. Phys. Rev. *108,* 1102, 1957.
20) J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld Jr., Possible tests of time reversal invariance in beta-decay. Phys. Rev. *106,* 517, 1957.
21) R. B. Curtis and R. R. Lewis, β-γ-correlations from oriented nuclei. Phys. Rev. *107,* 1381, 1957.
22) R. B. Curtis and R. R. Lewis, Electron polarization in beta-processes. Phys. Rev. *107,* 543, 1957.

Nyligen utkomna översiktsartiklar i paritetsfrågan:

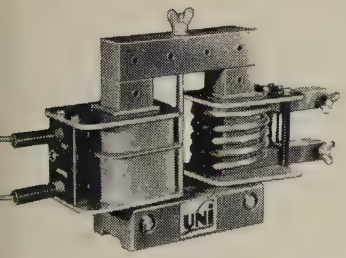
1) Ett flertal artiklar i »Proceedings of the Rehovoth conference on nuclear structure 1957». North-Holland Publishing Company.
2) O. R. Frisch and H. R. Skyrme, Parity non-conservation in weak interactions. Progress in Nuclear Physics. *6,* 267, 1957.
3) B. Nilsson, Skiljer naturlagarna på höger och vänster? Om paritetsprincipen. Kosmos *35,* 6, 1957.

PHILIPS-
NSTRUMENTEN

ör undervisningen
ittare för lärarna och
ntressantare för eleverna.

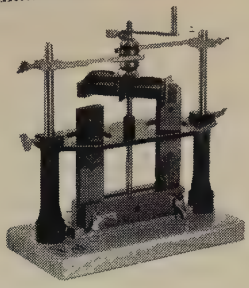


atodstråleoscilloskopet GM 5650

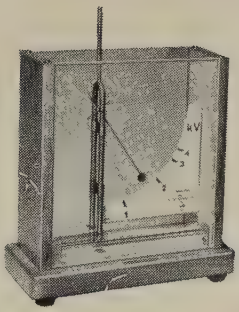


xperimenttransformatorn P5/3

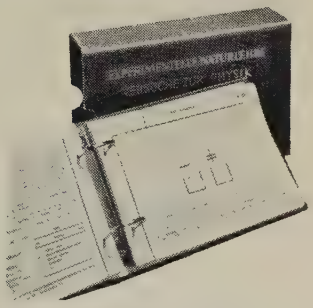
vanstående är bara några exempel på
n sortering av instrument och litteratur som
lips tillhandahåller speciellt tör fysikun-
rvisning. Vi sänder Er gärna specialpro-
ekt på dessa samt vår stora huvudkatalog
er mättekniska utrustningar.



Motorgeneratormodellen P5/4



Statisk Voltmeter P5/6



Experimentelle Naturlehre
— Versuche zur Physik

PHILIPS **PHILIPS**

Svenska Aktiebolaget Philips
Mätinstrumentavdelningen
Postbox 6077 • Stockholm 6.
Tel. 340580. Rikssamtal 340680

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS PUBLIKATION

KOSMOS

band 35 har utkommit med följande innehåll:

1. Nobelpriset i fysik 1957. Av fil. dr *Sven Lennander.*
2. Skiljer naturlagarna på höger och vänster? Om paritetsprincipen. Av docent *S. Bertil Nilsson.*
3. Kiruna geofysiska observatorium. Av docent *Bengt Hultqvist.*
4. Jonosfären vid norrsken. Av ingenjör *Willy Stoffregen.*
5. Solens och stjärnornas energiproblem. Av docent *Anders Reiz.*
6. Några metoder att åstadkomma kontrollerad vätekraft. Av docent *Bo Lehnert.*
7. Disponering av radioaktivt avfall. Av civilingenjör *Sören Lindhe.*
8. Masspektrografi och masspektrometri. Av fil. mag. *Göran Blomqvist* och dr. techn. *H. von Ubisch.*
9. Element 102. Av fil. lic. *Hugo Atterling.*
10. Kärnmodeller. Av civilingenjör *Jan Blomqvist.*
11. Neutrino-rekylexperiment och β-teori. Av docent *Torsten Lindqvist.*

Boken tillställes Fysikersamfundets medlemmar *inbunden* jämte kvitto på medlemsavgift per postförskott å kr. 14:— plus porto.

Samfundets medlemmar kunna i mån av tillgång erhålla bundna exemplar av äldre Kosmos-band till ett pris av 10:— kr per styck, bd 27 och senare å 12:— kr.

Det är Kosmos' strävan att spegla den snabba utvecklingen inom fysikens olika områden och vara till hjälp för medlemmarna att följa denna utveckling. Fysikersamfundet vänder sig speciellt till *alla lärare i fysik* med inbjudan till medlemskap. Medlemskap erhålles efter hänvändelse till FIL. DR SVEN LENNANDER, SEMINARIEVÄGEN 29, VÄXJÖ. Även institutioner och bibliotek antagas som medlemmar.

EPOCHE ATOM UND AUTOMATION

Enzyklopädie des technischen Jahrhunderts in 10 Bänden Unter Mitwirkung von über 60 führenden in- und ausländischen Wissenschaftlern.

Aus dem Inhalt der 10 Bände:

I Einführung - Die wissenschaftliche Forschung - Das Bild des Universums - Historische Übersicht.
II Die Kernenergie - Geschichte des Atoms - Nachweismethoden der Kernphysik.
III Die Kernenergie - Langsame und schnelle Spaltung (Reaktoren und Bomben) - Fusion.
IV Die Kernenergie - Radioaktive Elemente und deren Anwendung.
V Ordnung und Unordnung der Materie - Physiko-Chemie und Chemie.
VI Die Welt der Wellen - Die Schwingungen der Materie - Akustik - Wärme - Licht - Elektrizität.
VII Die Nachrichtenverbreitung - Das Informationswesen.
VIII Die Kybernetik (Regel- und Steuertechnik - Die Elektronik - Automatik.
IX Die Luftfahrt - Die Weltraumfahrt.
X Die Geopolitik der Energie - Zusammenfassung - Stichwortverzeichnis - Inhaltsübersicht - Tafeln und Tabellen.

Band I har utkommit och de följande banden beräknas utkomma med cirka 1 band i månaden. Pris komplett Kronor 371:25.

Förhandserbjudande: Vid beställning före den 15 mars 1958 är priset 337:50.

Banden debiteras bandvis. Utförligt prospekt kan sändas på begäran.

LINDSTÅHLS

AB HENRIK LINDSTÅHLS BOKHANDEL

Odengatan 22 - Stockholm Va

Nyare metoder för de radioaktiva isotopernas användning

Av laborator Kurt Lidén, Lund

De radioaktiva grundämnena och deras strålning kan utnyttjas på flera principiellt olika sätt. De flesta användningsmetoderna kan fördelas på fyra huvudområden.

1. Radioaktiva atomer användes för märkning av kemiska föreningar av olika slag. Den strålning de utsänder gör det möjligt att exempelvis följa en kemisk process i dess olika stadier, att följa ett ämnes omsättning (metabolism) i en biologisk process, att studera nedbrytningsprodukter i sådana processer.

2. Det radioaktiva ämnet får som en indikator följa ett dynamiskt skeende, t. ex. vid cirkulationsstudier inom medicin och teknik. De radioaktiva atomerna anger då i varje ögonblick genom sin strålning var den märkta substansen befinner sig, med vilken hastighet den framföres osv.

3. Det radioaktiva ämnet som ren strålningskälla kan utnyttjas för många ändamål, varvid ämnet självt och dess kemiska karaktär är av underordnad betydelse. Så är ju fallet vid radioaktiva ämnens användning för strålbehandling inom medicinen, gammastrålfotografering av tekniska produkter, gammaradiografi, tjockleksmätning, nivåbestämningar av vätskor i slutna behållare m. m.

4. Åldersbestämningar kan utföras genom noggranna kvantitativa studier av i föremålen i fråga inneslutna radioaktiva element. Det kan vara fråga om geologiska formationer eller arkeologiska objekt. Metoderna baseras på noggrant kända relationer mellan radioaktivt sönderfall, sönderfallsprodukter och deras tidsförlopp.

En intensiv verksamhet bedrives f. n. inom många områden för att söka tillvarataga de radioaktiva isotopernas möjligheter. Mer än 1000 sådana isotoper är kända och nya upptäckes alltjämt. Det är därför omöjligt att göra en utförlig översikt över den mångfald av mätmetoder, som modern isotopteknik innefattar. De aktuella utvecklingslinjerna kan emellertid belysas med några exempel.

Nya detektorer och mätmetoder

Registrering av enstaka betapartiklar eller gammafotoner från radioaktiva ämnen har fram till 1950 skett huvudsakligen med Geiger-Müller-räkneröret. Det registrerar inkommande betapartiklar med nära 100 % effektivitet, men för gammafotoner är effektiviteten en-

dast omkring 1 %. För knappt 10 år sedan upptäcktes emellertid en ny gammadetektor med en helt annan känslighet, den s. k. *scintillationsräknaren.* Den har tidigare beskrivits i Elementa,[1] men det torde vara lämpligt att här lämna en kort redogörelse för den. Dels har läsaren kanske ej tillgång till nämnda artiklar, dels har scintillationsräknaren utvecklats mycket snabbt under senare år. Den är nu ett av de viktigaste hjälpmedlen inom kärnfysik och radiologisk fysik.

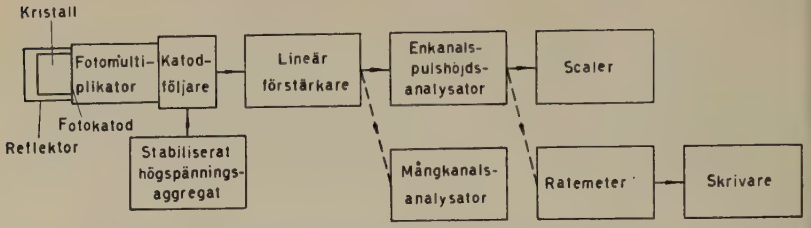


Fig. 1. Schematiskt diagram för scintillationsräknare, anordnad som scintillationsspektrometer. Streckade anslutningar avser alternativa möjligheter.

Fig. 1 visar en modern scintillationsräknare-apparatur i schematisk framställning. Principen för denna är, att en partikel eller foton, som inträngер i en lämplig kristall, scintillator, vid sin absorption i denna avger hela eller en del av sin energi till kristallen. En del av denna energi omvandlas i kristallen momentant till fotoner inom synliga och ultravioletta delen av spektrum, dvs. partikeln ger upphov till en ljusblixt med mycket kort varaktighet, 10^{-6}—10^{-8} sek. Det numera mest använda kristallmaterialet är natriumjodid, NaJ, aktiverat med 0,1 % Tl (tallium) men man har också stor nytta av organiska kristaller såsom antracen och stilben, organiska lösningar för flytande scintillatorer, t. ex. 0,4 % terfenyl i cyklohexan, och plastscintillatorer, framställda genom polymerisation av en lämplig lösning. Scintillatorn omgives av en effektiv reflektor och anslutes till katodfönstret på en modern, högkänslig fotocell av multiplikatortyp. Ca 5—10 % av ljusblixtens fotoner absorberas i det halvgenomskinliga fotokatodskiktet på fönstrets insida. De från detta utgående fotoelektronerna accelereras i ett elektriskt fält och fokusseras mot en elektrod, där sekundärelektronemission sker, vilken förstärker den primära fotoelektronströmmen t. ex. 2—5 ggr. Detta upprepas sedan via 8—14 sekundärelektroder, dynoder, och den primära elektronströmmen kan på så sätt förstärkas av fotocellen 10^5—10^{10} ggr innan den uppfångas av anoden. Där uppstår då en momentan negativ ladd-

[1] B. Aler och R. Westöö. Elementa *32* (1949), 261 och *33* (1950), 17, 177.

ningsökning, som genom lämpligt avpassad yttre resistans och kapacitans överföres till en spänningsimpuls. Denna förstärkes vanligen ytterligare i en lineär impulsförstärkare. För en enkel scintillationsdetektor kan man nu helt enkelt via en scaler eller ratemeter med diskriminator registrera alla impulser större än en viss minsta storlek. Då emellertid ljusblixtarnas storlek i kristallen i vissa fall är proportionell mot den i absorptionsprocessen omsatta partikel- eller fotonenergien, blir spänningsimpulsen från anod och lineärförstärkare proportionell mot denna energi. Om således dessa impulser sorteras efter storlek med en impulshöjdsanalysator, kan den infallande strålningens spektrum under vissa förhållanden undersökas, och man har då en scintillationsspektrometer.

En enkel impulshöjdsanalysator är den s. k. enkanalsanalysatorn, som endast släpper igenom impulser till efterföljande scaler el. d. i ett bestämt impulshöjdsintervall från E till $E+\Delta E$. Genom att ändra analysatorns E-inställning och bibehålla inställningen för ΔE, kanalbredden, kan man bestämma impulshöjdsfördelningen från fotocellen och därmed i vissa fall den på scintillatorn infallande strålningens spektrum, om scintillationsspektrometern först kalibrerats med strålning av känd sammansättning.

Då scintillationsspektrometerns viktigaste användning gäller analys av γ-spektra, är det lämpligt att först ge en kort översikt över de absorptionsprocesser, som γ-fotoner utsättes för vid passage genom materia, nämligen *fotoelektrisk absorption, Comptonspridning* och *parbildning.*

Den fotoelektriska absorptionen uppstår när en γ-fotons hela energi övergår till en elektron i en atoms elektronhölje. Detta sker huvudsakligen i K-skalet, och »fotoelektronen» lämnar atomen med en energi lika med γ-fotonens energi minskad med den energi som åtgår för att frigöra elektronen. Tomrummet i K-skalet fylles av en elektron från något yttre skal, varvid atomens karakteristiska K-röntgenstrålning momentant utsändes eller Auger-elektroner produceras. K-fotonerna med sin relativt låga energi absorberas i allmänhet fotoelektriskt i materialet. I ett sådant kristallmaterial som NaJ (Tl) svarar jod med atomnummer 53 för att den fotoelektriska absorptionen överväger för fotoner med energier upp emot 200—300 keV. De bildade fotoelektronerna ger därvid upphov till en ljusblixt, som således i allmänhet motsvarar hela fotonens energi. Med en perfekt apparatur skulle då monoenergetiska γ-fotoner, t. ex. 662 keV-fotoner från Cs 137, ge upphov till exakt lika stora elektriska impulser från fotocellen. Nu finns det emellertid statistiska fluktuationer i de olika processerna från ljusemissionen i kristallen till förstärkningen i foto-

multiplikatorn; det största bidraget kommer från fluktuationer i antalet från fotokatoden utsända elektroner, N. Detta tal är av storleksordningen 1000, och då de enskilda fallen fördela sig kring N som en Gaussfunktion med medelfelet $\sqrt{N}$, blir spridningen i impulsspektrum avsevärd.

En γ-linje som 662 keV från Cs 137 registreras därför med en NaJ (Tl)-scintillationsspektrometer som en gaussisk klockkurva t. ex. så som fig. 2 c visar.

Comptonspridningen kan enklast beskrivas som en stöt mellan en γ-foton och en elektron, varvid fotonen avger en del av sin energi till elektronen och ändrar sin riktning. Sambandet mellan primärfotonenergi E_γ och sekundärelektronens energi E_e är

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1+1/\alpha\,(1-\cos\varphi)}$$

där $\alpha = E_\gamma/m_0c^2 = E_\gamma/0{,}511$, m_0 = elektronens massa, c = ljushastigheten och φ = vinkeln mellan den infallande och spridda fotonens rörelseriktningar. Om $\varphi = 180°$ får elektronenergien sitt största värde,

$$(E_e)\,\max = E_\gamma/(1+0{,}5/\alpha) \approx \frac{4E_\gamma^2}{1+4E_\gamma}.$$

Då sannolikheten för Comptonspridning åtminstone vid E_γ på några hundra keV och därunder är approximativt densamma för alla värden på φ, ger Comptonspridning av fotoner i en scintillator genom de bildade sekundärelektronerna upphov till en kontinuerlig impulsfördelning i spektrum från noll till $(E_e)\,\max$; genom den statistiska utspridningen erhålles en fördelning av den typ, som fig. 2 a visar, där den överlagrade backscattertoppen härrör från fotoner, bakåtspridda från fotocell m. m. och sedan absorberade i kristallen.

Den tredje processen, parbildning, består i en materialisering av γ-fotonens elektromagnetiska energi till ett elektron-positronpar. Massan av dessa två partiklar uppgår till $2\,m_0c^2 = 1{,}02$ MeV. Om E_γ är större än detta värde, kan parbildning inträffa och den rörelseenergi, paret erhåller, E_p MeV, bestämmes då av relationen

$$E_p = E_\gamma - 2\,m_0c^2.$$

När positronen sedan omedelbart förintas genom förening med en elektron, utsändes s. k. förintelse- eller annihilationsstrålning bestående av två 0,51 MeV fotoner i diametralt motsatta riktningar. Nu kan antingen båda, en eller ingen av dessa absorberas i kristallen, och parbildningsprocessen kan därvid ge upphov till *tre* toppar i spektrum, svarande mot E_γ, $E_\gamma - 0{,}51$ och $E_\gamma - 1{,}02$ MeV.

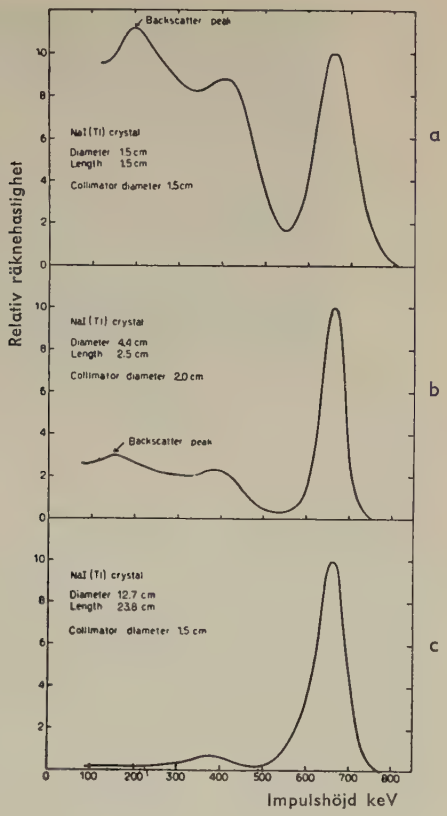


Fig. 2. Scintillationsspektrometrisk registrering av 662 keV fotoner från Cs 137 med olika stora NaJ (Tl)-kristaller. Spektra normerade till samma intensitet för »fototoppen» vid 662 keV. »Backscatter peak»: från fotocell m. m. återspridda fotoner, absorberade i kristallen.

Av ovanstående framgår, att impulsspektrum kan bli rätt komplicerat redan med en enda fotonenergi eller γ-linje. Analysen av ett γ-spektrum förenklas emellertid väsentligt, om alla fotoner avger hela sin energi till kristallen. I vilken utsträckning detta kan ske beror i hög grad på kristallstorleken. Detta illustreras av fig 2 a—c, som visar hur 662 keV gammafotoner från Cs 137 registreras med olika stora NaJ (Tl)-kristaller. Spektrum i fig. 2 a är upptaget med en kristall som är 1,5 cm hög och 1,5 cm i diameter. Endast en mindre del av 662 keV-fotonerna totalabsorberas; övriga undergår Comptonabsorption, varvid endast en del av energin avges motsvarande spektrum mellan noll och 500 keV. Ökas kristallstorleken till 2,5 cm höjd och 4,5 cm diameter, minskas antalet scintillationer från inte fullständigt absorberade fotoner relativt till 662 keV-toppen (fig. 2 b). För den mycket stora kristall

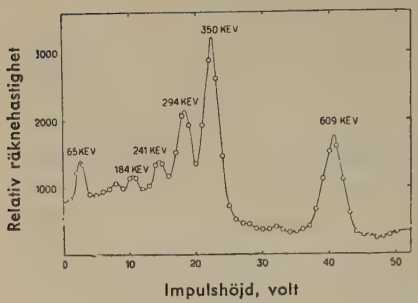


Fig. 3. Den lågenergetiska delen av radiums gammaspektrum 184—609 keV. Toppen vid 65 keV utgöres av karakteristisk K-röntgenstrålning från preparatets platinabehållare, exciterad av γ- och β-strålning från Ra.

på 11 kg, som fig. 2 c redovisar, blir det i det närmaste 100 % absorption; endast några få bakåtspridda fotoner förloras.

Fig. 3 visar den lågenergetiska delen av ett radiumpreparats gammastrålning med ett flertal olika gammalinjer. Detta spektrum kan samtidigt illustrera, hur man skulle kunna var för sig mäta två samtidigt närvarande isotoper, om de ha gammalinjer av olika energi, exempelvis den ena vid 350 keV och den andra vid 609 keV. Detta är en metod, som får allt större användning. På liknande sätt kan störande bakgrundsstrålning och annan gammastrålning undertryckas genom att man endast registrerar de scintillationer som hör till den aktuella isotopens gammastrålning. Denna mätteknik med scintillationsspektrometer har redan lämnat laboratoriestadiet och dess betydelse vid praktisk användning av radioaktiva isotoper ökar snabbt.

Med hjälp av ovan omtalade scintillerande vätskor får man möjlighet att tillverka mycket stora scintillatorer, t. ex. för registrering av små mängder radioaktiva ämnen i stora objekt. Man kan också genom polymerisation av lämpliga vätskeblandningar åstadkomma mycket stora plastscintillatorer, som för många ändamål blir väsentligt billigare och enklare att hantera än de dyrbara och hygroskopiska natriumjodidkristallerna. Som exempel kan nämnas, att man i vissa flytande scintillatorer kan lösa upp små mängder av ett radioaktivt prov och på detta sätt registrera det radioaktiva ämnets förekomst i provet. Detta gäller t. ex. de viktiga märkningsisotoperna kol 14 och väte 3 (tritium).

En flytande scintillationsräknare av jätteformat, avsedd för mätningar på *hela människokroppen* på en gång, har konstruerats i Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico, USA. Fig. 4 visar hur dess scintillatorbehållare ser ut. Vätskan, toluol + 4 g/l terfenyl + 0,1 g/l 1,4-di [2-(5-phenyloxazolyl)]-bensol (eller »POPOP»), inneslutes mellan två koncentriska rör; på det yttre röret sitter 108 fotoceller för att det svaga ljuset från en scintillation alltid skall uppfångas var den än sker.

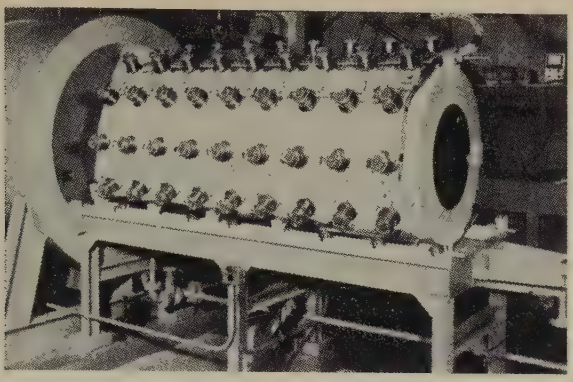


Fig. 4. Vätskescintillationsdetektor i Los Alamos, USA, för mätning av totala γ-strålningen från en människa.

Hela denna flytande scintillator skjutes in i ett blyhölje, som skymtar till vänster i fig. 4. Blyhöljet avskärmar störande omgivningsstrålning, kosmisk strålning o. d. Denna räknare medger snabb bestämning av γ-strålning från människokroppen. Den kommer i första hand från den radioaktiva kaliumisotopen 40 som alltid åtföljer naturligt kalium. I genomsnitt finns det i en 70 kg person 140—150 g kalium, och av detta utgöres 0,012 % av kalium 40, vilket betyder att cirka 500 gammafotoner per sekund emitteras i en vuxen person. Med denna anordning har det visat sig möjligt att inom ± 5 % bestämma totalinnehållet av radioaktivt kalium i en människa på en mättid av endast 100 sekunder.

Medicinsk användning

De radioaktiva isotoperna och substanser, märkta med sådana, får en allt mer ökad användning för undersökningar av sjukliga tillstånd hos människan beträffande både ämnesomsättningen och cirkulationsförloppen. En av de äldsta metoderna är ju undersökning av sköldkörtelfunktionen med hjälp av radioaktiv jod, jod 131. Man har på sista tiden fått nya möjligheter till förbättringar på olika sätt, främst kanske genom en ny jodisotop, jod 132. Dessa båda jodisotopers egenskaper är rätt olika, som framgår av tab. 1. Halveringstiden är 8 dygn, resp. 2,26 tim. Det betyder bl. a. att man vid behov kan använda den kortlivade jod 132-isotopen för upprepade undersökningar av sköldkörtelfunktionen med t. ex. endast ett dygns intervall, vilket inte är möjligt med jod 131, då jodatomerna stannar kvar i körteln en längre tid. Båda isotoperna framställes numera ur de fissionsprodukter som bildas vid uranatomernas sönderfall, och båda har en tellurisotop som

Tab. 1. Data för J 131:s och J 132:s sönderfall. Intensiteten (»int.») för γ-linjerna anger antalet fotoner per 100 sönderfallande atomkärnor.

Jod 131

$T_{1/2} = 8{,}04$ dygn

$$U(n, f)Te^{131} \xrightarrow[24{,}8\ \text{min.}]{\beta^-} J^{131}$$

Beta		Gamma	
Energi, MeV	Int. %	Energi, MeV	Int. %
0,25	3	0,08	2
0,36	9	0,28	5
0,61	87	0,36	80
0,82	1	0,64	9
		0,72	3

Jod 132

$T_{1/2} = 2{,}26$ tim.

$$U(n, f)Te^{132} \xrightarrow[77\ \text{tim.}]{\beta^-} J^{132}$$

Beta		Gamma	
Energi, MeV	Int. %	Energi, MeV	Int. %
0,73	15	0,53	27
0,90	20	0,62	7
1,16	23	0,67	100
1,53	24	0,78	85
2,12	18	0,96	21
		1,16	9
		1,40	12
		1,96	5
		2,20	2

moderisotop. Tellur 131 ger genom ett betasönderfall med 25 min. halveringstid jod 131. Jod 132 har däremot väsentligt kortare halveringstid än sin modersubstans tellur 132 med sina 77 tim. Tellur 132 kan alltså användas för upprepad extraktion, »mjölkning», av jod 132. Båda jodisotoperna utsänder beta- och gammastrålning, och betaenergien är max. 0,8 MeV för jod 131 och 2,1 MeV för jod 132. 80 % av jod 131:s γ-strålning ligger vid 0,36 MeV, och ungefär hälften av jod 132:s vid 0,67 MeV. Detta betyder att man med scintillationsspektrometerteknik kan mäta dessa båda isotoper samtidigt enligt den metod som ovan angivits.

Flera sådana metoder, där man utnyttjar en modersubstans för att vid behov mjölka ut en radioaktiv isotop med kort halveringstid, håller nu på att komma fram. En annan av dem är Cs 137 (27 år) — Ba 137 (2,6 min.) för tekniskt bruk. Snabb extraktion erfordras.

Vid undersökning av mineralomsättningar i skelettet har nyligen nya vägar prövats för att finna en lämplig radioaktiv kalciumisotop. I naturligt Ca, tab. 2, finns det sex stabila isotoper, vilkas relativa andelar är mycket olika. De olika radioaktiva Ca-isotoperna anges i den undre delen av tab. 2. Ca 41 har mycket lång halveringstid och en mycket mjuk strålning och kan knappast komma ifråga för spårämnesstudier. Ca 45 har 164 dagars halveringstid och en betastrålning på max 0,25 MeV. Denna halveringstid gör, att Ca 45 inte är särskilt lämplig för undersökningar på patienter. Dessutom kan ju denna Ca-isotops ev. anrikning i en skelettdel inte bestämmas utifrån, då

Tab. 2. Stabila och radioaktiva kalciumisotoper.

a. Stabila

Isotop	Naturligt Ca %	Anrikning %	Anrikat Ca^{46} %	σ_a barns
Ca^{40}	96,97	99	79	0,18
Ca^{42}	0,64	88	0,82	
Ca^{43}	0,145	74	0,24	
Ca^{44}	2,06	98	0,81	0,63
Ca^{46}	0,0033	8,7	8,7	0,25
Ca^{48}	0,185	85,7	1,3	1,1

b. Radioaktiva

Isotop	$T_{1/2}$	Beta MeV	Gamma MeV	
Ca^{41}	110 000 år	—	0,004 (Kα)	
Ca^{45}	164 d.	0,254	—	
Ca^{47}	4,7 d.	0,66	0,48; 1,3	→Sc^{47} (3,4 d.)
Ca^{49}	8,5 min.	2,0	3,0	→Sc^{49} (57 min.)

isotopens strålning har en räckvidd av endast ca 0,5 mm. Ca 47 ligger väsentligt bättre till med kort halveringstid och genomträngande gammastrålning på 0,48—1,3 MeV, även om dess dotterisotop Sc 47 under vissa förhållanden kan komplicera användningen något. Tills helt nyligen har det emellertid varit omöjligt att få fram denna isotop, då Ca 46 och Ca 48, ur vilka den kan framställas, utgör så ytterst ringa andelar av naturligt Ca. Numera har man emellertid möjlighet att erhålla ett grundämne, anrikat på en viss isotop, genom massspektrometrisk separering. Beträffande Ca erbjuder Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England, de anrikningsgrader som anges i tab. 2 a. Den sällsynta Ca 46-isotopen kan man få med en anrikningsgrad av 8,7 %, dvs. en ökning av den naturliga förekomsten med ca 2600 gånger. I tab. 2 a anges också i kolumn »anrikat Ca 46» en analys av Ca, anrikat på Ca 46. Det finns 79 % Ca 40 kvar osv. Anrikningen av Ca 46 i förhållande till Ca 44, som är moderisotop för Ca 45, är emellertid mycket fördelaktig i Ca 46-preparatet. Sista kolumnen i tab. 2 a visar den relativa chansen för att vederbörande utgångsatom skall infånga en neutron och således bli radioaktiv vid bestrålning med neutroner i en reaktor. Den är alltså större för Ca 44 än för Ca 46. Problemet kompliceras sålunda av att man inte får bestråla detta på Ca 46 anrikade preparat för länge, ty då kan halten av Ca 45 bli för stor. Vidare ger Ca 48 vid neutronaktivering Ca 49, men den och dess dotterisotop Sc 49 har så korta halveringstider, att de försvinner in-

nan mätningarna hinner startas. För att utnyttja de små kvantiteter Ca 46 det är fråga om måste man aktivera det i en reaktor med särskilt intensivt neutronflöde. En sådan har just satts i gång i England för isotoptillverkningsändamål, och en liknande reaktor kommer ju att bli tillgänglig om något år också här i Sverige, i Studsvik i Sörmland.

Användningen av anrikade eller separerade, stabila isotoper för tillverkning av radioaktiva isotoper med önskade egenskaper och i något så när hög koncentration är en utvecklingslinje, som med säkerhet blir av väsentlig betydelse.

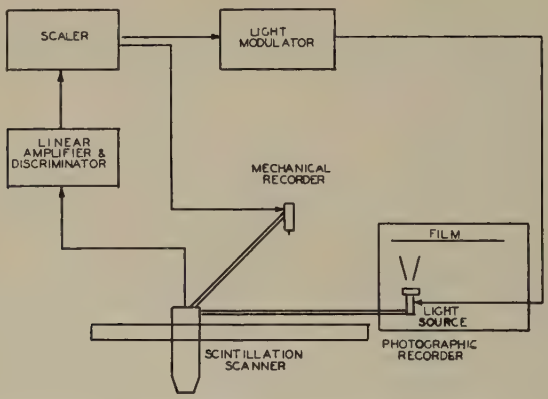
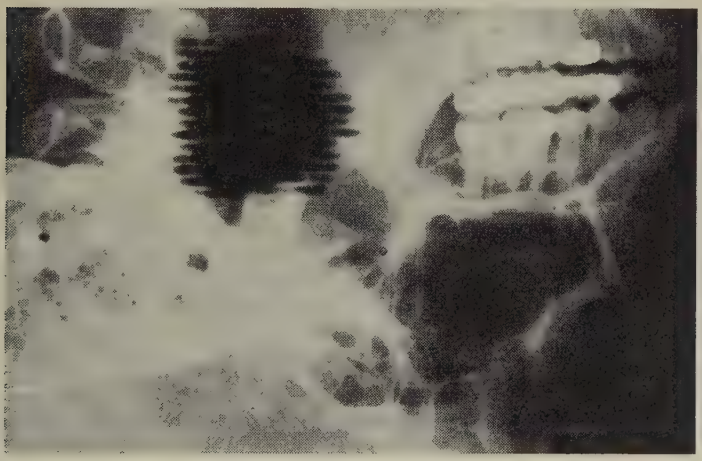


Fig. 5. Principschema för scintigraf med både mekanisk och fotografisk registreringsanordning.

Den diagnostiska användningen av radioaktiva isotoper för en mera direkt lokalisation av de organ eller vävnader, där den radioaktiva isotopen anrikas och stannar kvar och vilka annars är svåra eller omöjliga att studera på röntgenbilder, är ett annat intressant område. Man låter i princip en scintillationsdetektor sakta förflyttas enligt ett lämpligt rörelseschema och avsöka det område som skall studeras, varvid en registreringsanordning följer detektorn. Denna registreringsanordning kan t. ex. vara så konstruerad, att den ritar ett litet streck eller ger en ljusglimt så snart 10 gammafotoner registrerats av detektorn. Dessa streck kommer då att ligga allt tätare ju större aktiviteten är i det område där detektorn befinner sig. Ett principschema över en sådan anordning, oftast kallad scintigraf eller scanner, visar fig. 5. Här finns både mekanisk ritanordning och fotografisk registrering med ljus från en liten lampa, som styrs av elektriska impulser från fotocellen. Apparaturen har konstruerats vid Radiology

a b

Fig. 6. Scintigram av sköldkörtel: a) normal b) ena loben avlägsnad operativt.



ig. 7. Scintigram erhållet med apparaturen i fig. 4 över en förut okänd tumör i halsregionen, vilken anrikade J 131.

epartment, University of Pennsylvania, Philadelphia, USA. Fig. 6 a isar de båda loberna av en normal sköldkörtel, så som den framommer med hjälp av jod 131 och den scintigraf med fotografisk egistrering som finns på radiologiska kliniken i Lund. Fig. 6 b visar t fall, där efter en operation endast en liten rest återstår av den ena köldkörtelloben.

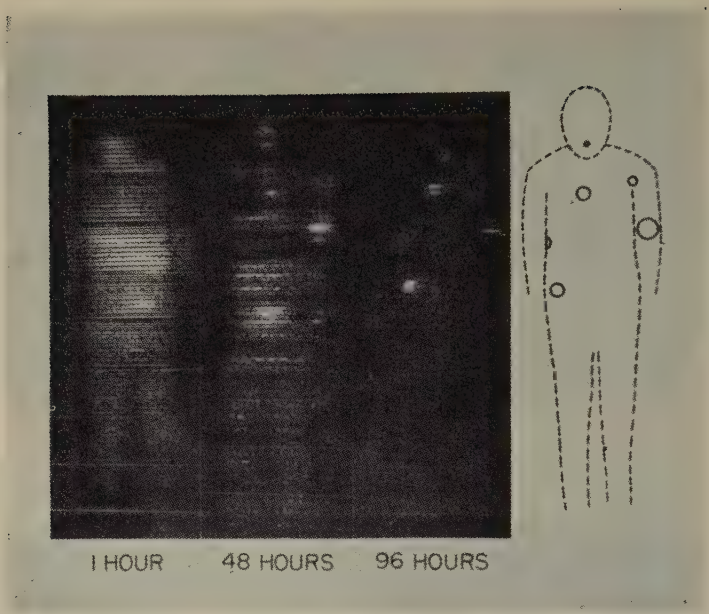


Fig. 8. Scintigram av hela människokroppen efter jod 131 anrikning.

Med den metodik, som anges i fig. 5, har man i Philadelphia på fotografisk väg lyckats kraftigt förstärka det aktuella området så att man även i vissa fall kunnat få fram svaga utlöpare av sköldkörtelvävnad, omöjliga att se med mekanisk registrering. Man kan också med detta förfarande projiciera scintigrammet direkt på en röntgenbild av det aktuella området (fig. 6) för att påvisa sjukliga vävnader. Här gäller det en kvarstående tumör i halsregionen efter det att sköldkörteln bortopererats.

Med liknande metoder kan man utföra en kartläggning av hela människokroppen enligt fig. 8 från Donner Laboratory, Berkeley, USA. Radioaktiv jod har tillförts, och efter en timme ser man inte några direkta anrikningspunkter, men efter 48 timmar framträder områden med kvarstående aktivitet, vilka delvis ytterligare förstärkts efter 96 timmar. På den schematiska konturen har dessa punkter utmärkts. 10 st. detektorer avsöker här samtidigt ett område, flyttas sedan till nästa osv.

Ett av de besvärligare problemen vid dessa undersökningsmetoder är att mängden av det radioaktiva ämnet, som det är fråga om, måste vara så liten, att den radioaktiva strålningen inte innebär en extra risk för patienten.

Fig. 9. Applikation av radioaktiv tantaltråd för behandling av tumörer i urinblåsans vägg.

Användning av radioaktiva ämnen för strålbehandling av tumörer hör i princip till den grupp, där det radioaktiva ämnets kemiska egenskaper är av oväsentlig betydelse. Med hjälp av atomreaktorn har man nu en hel rad nya strålningskällor att arbeta med i stället för som tidigare enbart radium. Detta har också lett till metoder, som bättre än tidigare kunnat anpassas för olika tumörtyper, och användningen av stora kvantiteter av kobolt 60, motsvarande flera kilogram radium, för distansbehandling är ju en välkänd metod numera. Utnyttjandet av radioaktiv tantaltråd för behandling av tumörer i urinblåsan är exempel på modern anpassning av ett radioaktivt ämnes användning i strålterapi. Tantal 182 har 111 dagars halveringstid och en γ-strålning på 1,1 MeV i genomsnitt. Genom operation öppnas i allmänhet urinblåsan så att vissa utskjutande delar av tumören kan avlägsnas (fig. 9 a). Därefter införes en hårnålsformad platinakapslad tantaltråd med ett särskilt instrument enligt fig. 9 b, c. Skänklarna på instrumentet är ihåliga och kan också ledas i förhållande till skaftet. Kirurgen för in dessa skänklar i väggen på blåsan, och därefter placeras tantaltråden in i skänklarna via deras öppna ände (fig. 9 c). När instrumentet sedan drages bort, stannar tantaltråden kvar i vävnaden. En tråd fäst i öglan på tantaltråden lägges ut genom en kateter, införd genom urinröret (fig 9 d), och blåsan spännes sedan ut till sin naturliga form med hjälp av en i änden

på katetern applicerad ballong, som fylles med en viss volym vatten. Tantalapplikatorn kan nu sitta kvar i blåsväggen under behandlingstiden 5—8 dagar. Därefter är det möjligt att avlägsna tantalapplikatorn utan förnyat operativt ingrepp genom att katetern drages ut ur blåsan, varvid tantaltråden följer med utan något nämnvärt obehag för patienten.

Teknisk användning

Det finns en mångfald olika metoder för teknisk användning av radioaktiva isotoper, dels som indikatorer och dels som strålningskällor enligt samma klassificering som gavs i början av denna artikel. Ett av de mera säregna projekten är följande.

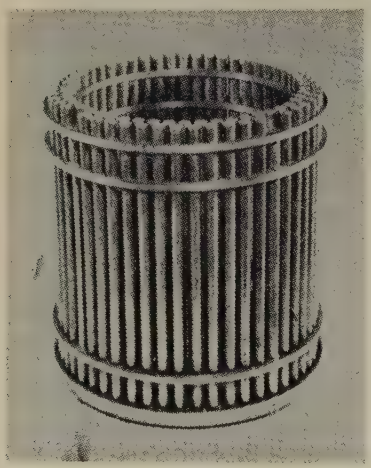


Fig. 10. Co 60-strålkälla på 10 000 curie för steriliseringsförsök med matvaror.

Joniserande strålning i tillräckliga kvantiteter har ju förmåga att döda baciller, virus osv. Man kan alltså genom bestrålning helt eller partiellt sterilisera föremål, t. ex. matvaror och medicinska artiklar, och därigenom öka deras hållbarhet. I USA pågår omfattande försök för att utforma lämpliga metoder och göra dem ekonomiskt bärkraftiga. Vid en viss försöksstation användes en koboltstrålkälla på ca 10 000 curie, bestående av 100 st. 25 cm långa 6 mm koboltstavar i en ring (fig. 10); strålningens styrka motsvarar drygt 15 kg radium. En så oerhört intensiv strålkälla måste ju hanteras med stor försiktighet. Den sänks ned i ett djupt schakt, vars övre del omges av tjocka betongväggar i ett labyrintsystem. Vid försökens utförande hissas den upp i mynningen på schaktet, där bestrålningen utföres. Inuti ringen är intensiteten ca 250 000 röntgenenheter (r) per timme.

Om man utsätter potatis för olika stråldoser av sådan gammastrålning, så blir resultatet som fig. 11 visar. Vid 7000 rep (rep är en stråldosenhet som i stort sett är ekvivalent med röntgenenheten) är det fortfarande en viss tendens till groning. Vid 14 000 rep ser man ingen effekt och likaså inte vid 28 000 rep, snarare kanske en lätt skrumpning; 20 000 rep är lagom för många grönsaker. Dessa jämförelser har gjorts 6 veckor efter bestrålningens utförande.

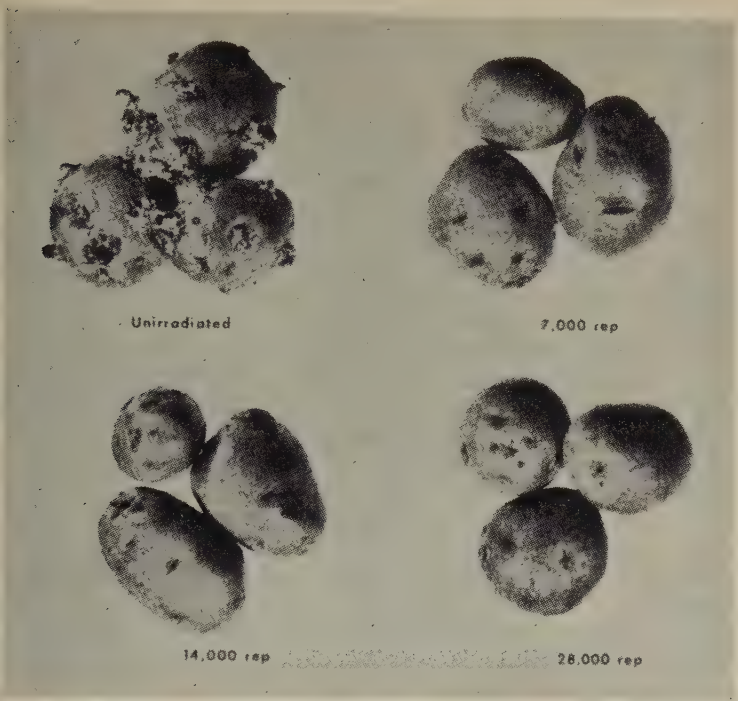


Fig. 11. Effekten av bestrålning av potatis 6 veckor efter bestrålningens utförande.

Numera planeras stora anläggningar för praktiskt bruk, t. ex. för att partiellt sterilisera eller »pastörisera» köttvaror för t. ex. en vecka eller för att öka hållbarheten på djupfrysta produkter. I en nyligen projekterad anläggning har man tänkt sig utnyttja stora mängder av radioaktivt cesium som man får ur »atomaskan», alltså från klyvningsprodukterna vid uranets sönderfall i reaktorns bränsleelement. Anläggningen skulle innehålla 1,5 milj. curie cesium 137, och köttet skulle i form av relativt tunna förpackningar passera på löpande band och bestrålas flera gånger om på sin väg upp och ner förbi strålkällan. De angivna kostnaderna i detta fallet skulle vara mycket måttliga, ca 1 öre pr kg. Man skulle då kunna behandla 13 ton kött per timme. I sådana fall får man givetvis ha klarlagt, hur stor stråldosen får vara för att inte smakförändringar skall åstadkommas; för kött har 80 000 röntgen visat sig vara en gräns som inte bör överskridas.

Partiell livsmedelssterilisering genom bestrålning torde så småningom kunna få stor betydelse för distributionen av ömtåliga livsmedel och också erbjuda ekonomiska fördelar.

Om $u+v+w=0$ och $|u|\pm|v|\pm|w|=0$

Av fil. dr Josef Andersson, Vaxholm

Flera geometriska storheter, såsom längder, avstånd, ytor etc., kunna dels representeras av positiva mätetal dels också, när de uttrycka algebraiskt, uppträda med tecken. Med $|u|$, u anges samma storhet under dessa båda aspekter.

I det följande betraktas *tre sammanhörande storheter* u, v, w, *e alla*$=0$, *som ha summan* 0. Under denna förutsättning är tydligen *det största bland talen* $|u|$, $|v|$, $|w|$ *lika med summan av de båda andra.* Undantagsvis finnas två lika stora största, ifall nämligen de tredje $=0$.

Man kan alltid utgå från

$$u=k(\beta-\gamma),\quad v=k(\gamma-\alpha),\quad w=k(\alpha-\beta) \tag{1}$$

Två av talen u, v, w, låt vara u och v, äro nämligen $\neq 0$. Om man då sätter

$$u=k(\beta-\gamma),\quad v=k(\gamma-\alpha)$$

med distinkta godtyckliga β, γ, kunna k och α beräknas, varpå automatiskt

$$w=k(\alpha-\beta)$$

Emedan α, β, γ saklöst kunna ökas med samma tal, kan man t. o. m. antaga α, β, γ *positiva,* vilket är självfallet i flera av exemplen, där α, β, γ äro t. ex. sidorna i en triangel. Man kunde också antaga $k>0$ men detta är oväsentligt. Sedan ett val av de positiva (α, β, γ) träffats säga vi att u hör till α osv. Man har nu omedelbart

$$\Sigma u=0,\quad \Sigma au=0,\quad \Sigma a^2u=-k\,\Pi(\beta-\gamma),\quad \Sigma a^3u=-k\,\Sigma a\cdot\Pi(\beta-\gamma) \tag{2}$$

där summor och produkter äro cykliska. Det är en beteckningsfråga att låta β *vara det mellersta av talen* α, β, γ, om dessa äro olika. Ur (2) följer då genast

$$|v|=|u|+|w|,\quad \beta|v|=\alpha|u|+\gamma|w|,\quad \beta^2|v|<\alpha^2|u|+\gamma^2|w|, \tag{3}$$

när α, β, γ äro distinkta, samt under samma förutsättning

$$\beta^3|v|<\alpha^3|u|+\gamma^3|w| \tag{3'}$$

De triviala fallen när ett av talen u, v, w är 0 sakna intresse. Olikheterna i (3) utesluta naturligtvis icke att ett av talen $\alpha^2|u|$, $\gamma^2|w|$ kan vara summan av det andra och $\beta^2|v|$; analogt för $\alpha^3|u|$ och $\gamma^3|w|$. Tillåtas

$$Om\ u+v+w=0\ och\ |u|\pm|v|\pm|w|=0$$

även negativa värden och värdet 0 på α, β, γ och är β det mellersta av dessa olika tal, gäller alltfort $|v|=|u|+|w|$, men icke nödvändigt $|\beta v|=|\alpha u|+|\gamma w|$; däremot stå sig $\beta^2|v|<\alpha^2|u|+\gamma^2|w|$ och $\beta^3 v|<|\alpha^3 u|+|\gamma^3 w|$ fortfarande. Emedan man dels kan permutera α och γ dels byta tecken på α, β, γ samtidigt, är det tillåtet att utgå från $\alpha\leqq 0$, $0\leqq\beta<\gamma$. Det gäller då olikheterna

$$\alpha^2(\gamma-\beta)+\gamma^2(\beta-\alpha)-\beta^2(\gamma-\alpha)=(\alpha-\beta)(\beta-\gamma)(\gamma-\alpha)>0$$

och

$$-\alpha^3(\gamma-\beta)+\gamma^3(\beta-\alpha)-\beta^3(\gamma-\alpha)>0$$

Den första är trivial, den andra blir det, när vänstra ledet skrives

$$(\beta-\gamma)[\alpha^3+(\beta^2+\beta\gamma+\gamma^2)\alpha-\beta\gamma(\beta+\gamma)]$$

Några exempel till belysning av dessa enkla satser må anföras.

1. Om $|u|$ är längden av en gemensam inre tangent till (I) och (I_a) de i triangeln ABC med $a<b<c$ inskrivna resp. vid a vidskrivna cirklarna, samt $|v|$, $|w|$ motsvarande längder för paren I, I_b; I, I_c, så höra u, v, w till $\alpha=a$, $\beta=b$, $\gamma=c$ med $k=1$ (eller -1).

2. $|u|$ är projektionen på AB (eller AC) av den korda AA' som omskrivna cirkeln (O) avskär på den yttre bisektrisen till vinkeln A i samma triangel och $|v|$, $|w|$ de analoga projektionerna av BB', CC'. Här kan man åter sätta $\alpha=a$, ... med $k=\frac{1}{2}$ (eller $-\frac{1}{2}$). (Se tillägg.)

3. $|u|=1/A_iA_y$, då inre och yttre bisektriserna till $\sphericalangle A$ råka linjen BC i A_i resp. A_y. I detta fall duga $\alpha=a^2,\ldots$, ty $A_iA_y=2abc/|b^2-c^2|,\ldots$ Samma $\alpha=a^2$, ... passa för $|u|=1/AT_a$, ..., då omskrivna cirkelns tangent i A skär linjen BC i T_a osv., enär $A_iA_y=2\cdot AT_a$. Till identiterna (2) kan man här lämpligen foga

$$k\,\Sigma(\beta-\gamma)\sqrt{\alpha}=k\,\Pi(\sqrt{\beta}-\sqrt{\gamma}),\quad k\,\Sigma\alpha(\beta-\gamma)\sqrt{\alpha}=-k\,\Sigma\sqrt{\beta\gamma}\cdot\Pi(\sqrt{\beta}-\sqrt{\gamma})\ (2')$$

vilka leda till två olikheter analoga med (3), (3'), om β är det mellersta av de positiva distinkta α, β, γ; dock skall $<$ i den första ersättas med $>$.

4. Det är en känd sats att, när en rörlig tangent till en parabel med fokus F skär två fixa i P och Q, triangeln FPQ är oföränderlig till formen. Om därför BC, AC, AB i den omskrivna triangeln ABC skära topptangenten i A_1, B_1,C_1, är $BC/FA_1=2\cdot C_1B_1/p$ osv. ifall parabelns parameter är $2p$, ty FA_1 är höjd i FBC liksom FV i FC_1B_1, när V är parabelns vertex. Antaga vi parabelns ekvation vara $y^2=2px$ och $y_a,\ldots$ ordinatorna för A_1, ..., kan man alltså, med avstående från kravet på positiva α, β, γ i detta fall, sätta $u=2(y_b-y_c)/p$, ...; $\alpha=y_a$, ...; $|u|=BC/FA_1$, ... Därav följer t. ex. att

$$\frac{BC}{FA_1}=\frac{CA}{FB_1}+\frac{AB}{FC_1}$$

då A_1 ligger mellan B_1 och C_1.

5. Genom tyngdpunkten G i triangeln ABC drages (i triangelns plan) linjen l på avstånden n_a, ... från A, ... Tag en punkt P på l inom ABC och $\neq G$. Betecknas ytorna av ABC, BCP, ABP med de positiva talen T, α, β, γ, kontrolleras utan svårighet (se tillägg) riktigheten av $|u|=n_a$, ...; $u=k(\beta-\gamma)$, ...; $k=2/3\cdot GP$ (eller det motsatta talet). Är β det mellersta av de distinkta α, β, γ, följer t. ex.

$$\alpha^3\cdot n_a-\beta^3\cdot n_b+\gamma^3\cdot n_c=\tfrac{9}{4}GP^2\cdot n_a n_b n_c\cdot T$$

ur sista identiteten (2). I detta fall ligga A och C på ena sidan om l och B på den andra.

6. Från punkten P fällas normalerna n_d, n_e, n_f mot tre linjer d, e, f, som råkas i en punkt O och därför kunna uppfattas som mittpunktsnormaler till sidorna BC, CA, AB resp i ∞^1 med avseende på O likställda trianglar ABC, när hela figuren är plan. Välj en av dessa och fäll normalerna PP_a, ... mot BC, ... Då är

$$|PB^2-PC^2|=|BP_a{}^2-P_aC^2|=2a\cdot n_d,\ldots$$

Man kan alltså sätta

$$|u|=an_d,\quad |v|=br_e,\quad |w|=cn_f;\quad a=PA^2,\ldots;\quad k=\pm\tfrac{1}{2}$$

Specialfall:

1) P är höjdernas skärningspunkt i ABC. Då är $PB^2-PC^2=c^2-b^2$ etc., varför $a=PA^2$, ... kan utbytas mot $a=a^2$, ... Vidare kunna n_d, ... uppfattas som projektionerna av medianerna $a\,m_a$, ... på sidorna a, ...

2) Äro d, ... inre bisektriserna till vinklarna A', ... i en triangel $A'B'C'$, kunna den i denna triangel inskrivna cirkelns kontaktpunkter vara hörnen i ABC. Ligga t. ex. P och B på var sin (samma) sida om f, men på samma (var sin) sida om d, så är β det mellersta bland α, β, γ och enligt första identiteten (2′) ha

$$bn_e\cdot PB-an_d\cdot PA-cn_f\cdot PC \text{ och } \tfrac{1}{2}(PA-PB)\,(PB-PC)\,(PC-PA)$$

samma numeriska värde.

Åtskilliga tillämpningar kunde ytterligare anföras, men de överlåtas åt läsaren.

Om $u+v+w=0$ *och* $|u|\pm|v|\pm|w|=0$

Tillägg. Ehuru avsikten med exemplen främst varit att draga slutsatser ur $u+v+w=0$, mindre att i varje fall ge en explicit härledning av detta samband, bifogas på därom uttalad önskan ett par anvisningar i sistnämnda syfte.

Exempel 2. Till den cirkel med centrum i A', som tangerar linjerna AB, AC i D, E resp., drages den andra tangenten BF. Då är av symmetriskäl $CE=BF=BD$, varav $AD=AE=\frac{1}{2}|b-c|$ etc.

Exempel 5. Fäll normalerna p_B, p_C, p_G mot AP från B, C, G. Normalen från mittpunkten av BC mot AP är då $\frac{3}{2}p_G$ och man har

$$|\triangle CAP-\triangle ABP|=AP\cdot\tfrac{3}{2}p_G=\tfrac{3}{2}\cdot GP\cdot n_a \text{ etc.}$$

För övrigt är ju a priori klart från mekaniken, att ett av talen n_a, n_b, n_c är summan av de båda andra. Det är triangelytorna man vill engagera.

Formeln $E=mc^2$

Av fil. dr Gerhard Arfwedson, Stockholm

I Elementa 39 (1956) 153 ha läroverksadjunkt Yngve Källén och docent Gunnar Källén givit en elementär framställning av relativitetsteorien, varvid även ovanstående formel härledes. Här nedan lämnas ytterligare ett förslag till en enkel härledning.

En partikel beskriver en rätlinig bana med olikformig hastighet. Rörelsen hänföres till ett koordinatsystem K och sker där längs x-axeln. I en punkt P, där partikelns hastighet är v, inlägges med P som origo och parallellt med K ett koordinatsystem K', som rör sig i x-axelns riktning med konstant hastighet $=v$. Partikelns rörelse i systemet K' bestämmes av Lorentztransformationen:

$$x'=\frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad , \quad t'=\frac{t-vx/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

Derivering ger

$$\frac{dx'}{dt'}=\frac{\left(\frac{dx}{dt}-v\right)\frac{dt}{dt'}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad , \quad \frac{dt'}{dt}=\frac{1-\frac{v}{c^2}\frac{dx}{dt}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$\frac{d^2x'}{dt'^2}=\frac{\frac{d^2x}{dt^2}\left(\frac{dt}{dt'}\right)^2+\left(\frac{dx}{dt}-v\right)\frac{d^2t}{dt'^2}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

I punkten P är $\frac{dx}{dt}=v$ och således

$$\frac{dx'}{dt'}=0 \quad , \quad \frac{dt'}{dt}=\sqrt{1-v^2/c^2} \quad , \quad \frac{d^2x'}{dt'^2}=\frac{\frac{d^2x}{dt^2}}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}.$$

Betecknas partikelns massa i vila med m_0, så utgör den på partikeln verkande kraften i punkten P

$$F=m_0\,\frac{d^2x'}{dt'^2}=\frac{m_0\,\frac{d^2x}{dt^2}}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}$$

Då P varierar, förändras v, varvid man har

$$\frac{dv}{dt}=\frac{d^2x}{dt^2}$$

Kraftekvationen i systemet K kan sålunda skrivas:

$$F=\frac{m_0\,\frac{dv}{dt}}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}$$

Vid integration från en punkt, där $v=0$, erhålles partikelns impuls:

$$I=\int_{t_0}^{t} F\,dt=\int_{0}^{v}\frac{m_0\,dv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}=\frac{m_0 v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

och rörelseenergi:

$$E_{\text{kin}}=\int_{x_0}^{x} F\,dx=\int_{0}^{v}\frac{m_0 v\,dv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-m_0c^2$$

Definieras massan m vid hastigheten v genom relationen $I=mv$, erhålles

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$E_{\text{kin}}=(m-m_0)c^2$$

Formeln $E=mc^2$ gäller alltså för E_{kin} och häremot svarande massökning $m-m_0$. Med hänsyn till ekvivalensen av olika former av energi kan man då förmoda, att formeln gäller allmänt.

Weizmann-institutet i Rehovoth

Atomfysik i Israel

Av docent Torsten Lindqvist, Uppsala

Under veckan 9—15 september 1957 pågick i Israel en internationell konferens i kärnfysik, som samlat deltagare från hela världen. Dylika konferenser äger rum ungefär vartannat år och är understödda av bl. a. UNESCO. Det kan tyckas underligt, att ett så litet land som Israel fick den äran att vara värdnation. Detta val får ses mot bakgrunden av att det judiska folket varit pionjärer inom modern fysik mer än inom något annat vetenskapligt område, medicin möjligen undantaget. Det är också av största vikt för den snart 10-åriga staten Israel att hålla kontakt med de möjligheter till energialstring, som finnes inom atomfysiken. I bjärt kontrast till sina grannar, arabländerna, är Israels oljeproduktion praktiskt taget lika med noll. Idéer att lösa energiproblemet saknas dock inte. Man planerar bl. a. att gräva en kanal från Medelhavet till Döda Havet. Eftersom det senare ligger ca 400 m under havsytan, skulle man då få ett mycket stort vattenfall för hydroelektrisk energiproduktion. Jämfört med dylika fantastiska projekt verkar dock atomenergien vara den mest lättillgängliga formen av energi.

Konferensen hade inte direkt atomenergien på sitt program utan behandlade problem, både teoretiska och experimentella, i samband

med atomkärnans struktur. Ett av de stora debattämnena var frågan om kärnmodeller. Trots de senaste decenniernas intensiva forskning har man inte kunnat utröna kärnkrafternas inre natur. För att kunna behandla vissa fysikaliska problem måste man därför arbeta med en matematisk beskrivning av atomkärnan, en s. k. kärnmodell. Problemet är hur denna modell skall vara beskaffad. Mera detaljerat gäller frågan hur protonerna och neutronerna i atomkärnan är kopplade till varandra och hur de rör sig inom kärnan.

Man kan urskilja två huvudteorier för den matematiska framställningen. I den ena, den s. k. skalteorin, anser man att protoner och neutroner rör sig oberoende av varandra i ett centralt kraftfält. I den andra, den kollektiva teorin, som huvudsakligen utarbetats vid Bohrinstitutet i Köpenhamn, antar man att protonerna och neutronerna kollektivt utför rotations- och vibrationssvängningar. De båda modellernas giltighet prövas genom de experimentella resultaten. Ingendera modellen är fullkomlig. Den tanken framfördes under konferensen, att atomkärnan är alltför komplicerad för att över huvud taget låta sig beskrivas av dylika modeller.

Den s. k. paritetsfrågan tilldrog sig konferensens största intresse. I början av 1957 bevisades experimentellt av den kvinnliga kinesiska fysikern, professor C. S. Wu, vid Columbia-universitetet i New York, att atomkärnor mot förmodan har en viss preferensriktning vid emitterandet av radioaktiva beta-strålar. Detta meddelande skakade den moderna fysiken i dess grundvalar. Alltsedan professor Wu's sensationella resultat publicerats, har ett ivrigt experimenterande och teoretiserande pågått över hela världen. En hel dag av konferensens fyra arbetsdagar var ägnad åt de senaste teorierna och experimenten. Det skulle bli alltför omfattande att här i detalj redogöra för problemställningar och nuvarande status.[1] Med stark förenkling skulle situationen för processer av karaktären »svag» växelverkan (bl. a. betasönderfall) kunna beskrivas som följer:

1. Pariteten, som har att göra med atomkärnans symmetriegenskaper, är icke bevarad, dvs. viss preferensriktning vid utsändandet av beta-strålar föreligger.
2. Om i en process samtliga negativa laddningar utbytes mot positiva och vice versa, så blir processen inte densamma. Fysikaliskt uttrycker man det som att invariansen under laddningskonjugation är icke bevarad.
3. Huruvida en process är oförändrad under tids-inversion, dvs. är reversibel, vet man f. n. ingenting om.

[1] Docent Lindqvists artikel skrevs i nov. 1957 men kunde ej beredas plats i decemberhäftet. För orientering i dessa frågor hänvisas läsaren till docent Bergströms artikel i detta häfte, s. 1. *Red.*

Ifråga om punkt 3 är man mycket osäker på både experimentellt och teoretiskt håll. Den moderna fysikens nuvarande »överstepräst», professor W. Pauli från Schweiz, gjorde ett uttalande, som helt återspeglar den förvirring som råder. Pauli uttryckte den förhoppningen att hittills obevisade lagar skulle vara giltiga även i realiteten, ty »annars skulle vi teoretiker få det mycket svårt att förklara situationen». Alltså ligger den moderna fysikens öde i experimentalfysikernas händer.

Prof. C. S. Wu och prof. W. Pauli i glatt samspråk under konferensen.

Man kan också vara förvissad om att det råder full experimentell verksamhet över hela världen. Betecknande var den belägenhet, som professor Konopinski, USA, hade råkat i vid sitt framträdande under paritets-sessionen. De diagram, som han låtit framställa, innan han reste till Israel, hade blivit inaktuella under Atlantfärden, varför han måste improvisera fram nya diagram på svarta tavlan.

Av övriga upptagna ämnesområden kan nämnas »Elektromagnetiska övergångar», där docent Bergström, Stockholm, gav en av de inledande föreläsningarna. Vidare behandlades inverkan av atomkärnans ändliga utsträckning på konversionskoefficienterna. En session, under ordförandeskap av professor Kai Siegbahn, Uppsala, ägnades åt »Instrument för kärnspektroskopi». Docent Gerholm, Uppsala, höll här den inledande föreläsningen. Slutligen kan nämnas att en session behandlade mätmetodiken i samband med korta livslängder hos exciterade atomkärnor. När man talar om korta livslängder inom kärnfysiken, så avser man tider av storleksordningen tiomiljarddels sekunder.

De upptagna ämnesområdena var väl valda. Programuppläggningen

av de olika sessionerna avvek i någon mån från tidigare konferenser i kärnfysik. Huvudvikten lades på en à två s. k. invited lectures. Dessa föreläsningar var huvudsakligen en teoretisk sammanfattning av området ifråga. Ett stort antal kortare experimentella meddelanden var planerade, men på grund av tidsbrist framfördes endast ett fåtal av dessa. Med tanke på den enorma expansion som äger rum på både det teoretiska och experimentella området torde framtida konferenser vara tvingade att låta teoretiker och experimentalister arbeta i parallella sessioner.

I övrigt var dock organisationen perfekt. Deltagarna var förlagda till ett lyxhotell vid Medelhavskusten strax norr om Tel Aviv. Själva konferensen ägde rum vid det moderna och funktionella Weizmann-institutet, mitt bland de välskötta apelsinlunderna vid staden Rehovoth. Institutets luftkonditionering var välbehövlig med tanke på de 30—35° C., som konstant rådde utomhus under konferensdagarna. Weizmann-institutet, som uppfördes till åminnelse av Israels första president, Dr. Chaim Weizmann, expanderar fortfarande starkt. Bland de större byggnaderna märkes kärnfysikbyggnaden. Den täcker inte mindre än 8000 m² och kommer vid sin fullbordan att innehålla modernast möjliga utrustning inom kärnfysiken. Det råder ingen tvekan om att den moderna kärnfysiken kommer att ha en av sina högborgar här inom några år.

Värdarna hade också arrangerat ett antal intressanta utflykter för att ge konferensdeltagarna tillfälle att koppla av från fysiken. En dag ägnades åt Jerusalem, där det nya Hebrew University är under uppförande. Det »gamla» universitetet, endast 30 år gammalt, befinner sig inom Transjordaniens del av Jerusalem. Enligt en mycket säregen överenskommelse mellan de båda länderna ägs det gamla universitetet fortfarande av Israel. Villkoren för äganderätten är emellertid sådana att universitetet ej kan utnyttjas av ägaren. Utan att avvakta en lyckligare lösning på denna detalj i den stora konflikten, har Israel startat uppförandet av ett helt nytt universitet, som växer med amerikansk fart.

I Jerusalem mottogs konferensdeltagarna av landets president, Izhak Ben-Zvi. Över huvud taget ägnades konferensen stor officiell uppmärksamhet. Vid öppningsmiddagen deltog såväl premiärministern David Ben-Gurion som utrikesministern Golda Meir. Israels tidningar följde intresserat konferensens olika programpunkter.

Efter en ansträngande men intressant vecka kunde så deltagarna, fyllda av upplevelser och intryck, återvända till sina respektive hemländer. Israel imponerade på alla, och många kommer säkerligen hörsamma professor Racah, Israel, som vid avslutningsmiddagen sade: »Please, come back and stay for a longer time.»

Klangfigurer och atomfysik

Av civilingeniör Torsten Wilner, Stockholm

I en uppsats i Tekniska Museets årsbok Daedalus 1957 (1) beskriver författaren några demonstrationsförsök med Chladnis klangfigurer, framställda med hjälp av stålskivor som hållas i kontinuerlig svängning med varierbar frekvens. Avsikten med dessa försök är att söka ge en för skolstadiet anpassad beskrivning av atomernas vågnatur.

Huvudprincipen för Chladnis försök torde vara välbekant. Skivan hålles eller fästes vid en eller flera av de punkter på densamma som vid svängningen förbli i vila. Genom slag kan skivan sättas i svängning, och den förhåller sig då ungefär som en ljudande klocka. Ett mera kontinuerligt svängningstillstånd kan åstadkommas genom anstrykning med en fiolstråke. Denna föres då vinkelrät mot skivans kant, ungefär mitt för någon av de partier som bilda svängningsbukar. Strös nu sand på skivan, kastas denna bort från skivans vibrerande delar och samlas utmed de stillastående nodpartierna till linjer som ge de karakteristiska klangfigurerna. Chladni ger själv i sitt omfattande verk »Die Akustik» (2) bland annat en mycket fullständig översikt över olika svängningstillstånd hos skivor av olika form.

Vid Tekniska Museet i Stockholm användes en elektromagnetisk drivmetod. Fig. 1 visar försöksanordningen. Stålskivan A är fastskruvad på en central bult B, höj- och sänkbart anbragt på den tunga bottenplattan C, som står på tre gummifötter. Skivan A kan vara rund eller kvadratisk med diameter resp. kantlängd 220 mm. Magnetspolen D omger en lamellerad kärna E, och mellan dennas övre pol och klangskivan finnes ett litet luftgap. Kärnan vilar på en permanentmagnet F med genomgående hål, och det hela fasthålles vid bottenplattan med en mässingsbult G, som kan anbringas i något av hålen H på olika avstånd från plattans centrum. Olika svängningsbetingelser kunna nås genom flyttning av magnetsystemet och variationen av luftgapets storlek. I allmänhet är detta omkring 0,5 mm, och magnetens placering är den på bilden angivna.

Spolen D matas med växelström av kontinuerligt varierbar frekvens från en tonfrekvensgenerator med inbyggd förstärkare.

Magneten F ger ett visst grundläggande fält i luftgapet, och detta har liksom i en hörtelefon två viktiga uppgifter. Den attraktionskraft som i vilotillståndet råder mellan magnetpolen och stålskivan är proportionell mot kvadraten på fältstyrkan i luftgapet. Kraftföränd-

ringen — derivatan — när spolen D genomlöpes av en växelström är då proportionell såväl mot utgångsfältet som mot dess förändring, dvs. verkan av en viss strömstyrkeförändring är direkt proportionell mot utgångsfältets styrka. Magneten ökar sålunda anordningens effektivitet. Den åstadkommer vidare att fältstyrkan i luftgapet under sina variationer ej passerar nollvärdet, vilket skulle medföra distorsion med frekvensfördubbling.

På allra senaste tid ha ytterligare ett par sätt att bringa en klangskiva i svängning omnämnts i litteraturen. Skivan kan drivas med ljudvågor från en kraftig miniatyrhögtalare som anbringas på lämplig plats omedelbart därinvid. Vibrationer kunna också åstadkommas därigenom att en bit kolsyreis hålles emot skivan. Man utnyttjar därvid det pulserande kontakt- och avdunstningsförlopp, som ofta iakttages, när kolsyreis kommer i beröring med en värmeavgivande yta.

I den arbetande klangskivan utbreda sig svängningarna såsom vågor. När dessa reflekteras mot skivans kanter, ge de mötande vågsystemen upphov till s t å e n d e v å g o r. Ett villkor för att stabila sådana skola bildas är att våglängden — och därmed frekvensen — står i vissa bestämda förhållanden till skivans dimensioner. Skivan ger då r e s o n a n s, och den kan därvid svänga i g r u n d t o n eller med högre frekvens i olika ö v e r t o n e r.

Utmärkande för de stående vågtillstånden äro de utmed skivytan löpande nodlinjerna, där materialet befinner sig i vila. Inom områdena mellan dessa — svängningsbukarna — svänger skivan uppåt och nedåt, och alltid på sådant sätt, att partierna på ömse sidor om en nordlinje röra sig åt motsatt håll.

Genom det av magnetspolen alstrade växtfältet — eller genom de övriga nämnda drivanordningarna — matas energi in i skivan. Vad vi redan sett säger oss emellertid, att skivan inte i form av mekaniska svängningar kan taga upp och på stabilt sätt magasinera energi annat än i form av stående vågor med vissa bestämda frekvensvärden. Skivan antager därvid karakteristiska e n e r g i t i l l s t å n d, och övergång från ett sådant tillstånd till ett annat innebär en diskontinuitet i energihänseende. Under svängningen växlar energien periodiskt mellan rörelseenergi och elastisk spänningsenergi i materialet, men summan av energien i dessa båda former förblir konstant så länge det ifrågavarande energitillståndet består. Med ett från atomfysiken lånat uttryck kan den energirika skivan sägas vara i *exciterat* tillstånd. — Det må framhållas att skivans svängningar kunna betraktas som odämpade, enär förlusterna täckas genom energitillförsel från drivmagneten. Vid de nedan behandlade svängningsförloppen hos atomerna räknas emellertid med helt odämpade svängningar.

Fig. 2 visar några olika svängningstillstånd hos en rund och en kvadratisk skiva. Frekvensvärdena ha med den noggrannhet som varit möjlig avlästs på tonfrekvensgeneratorernas skala. Eventuella mindre fel torde sakna betydelse i detta sammanhang. En kalibreringspunkt som erhölls genom jämförelse med en stämgaffel (435 svängningar per sekund) visade tillfredsställande överensstämmelse.

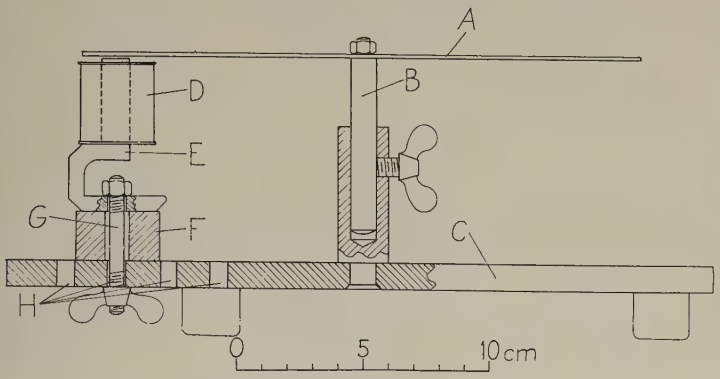


Fig. 1. Försöksanordningen.

Figurerna äro i allmänhet symmetriska — dock ej med avseende på drivmagneten — vars belägenhet markeras med en på bordet löst lagd knapp, synlig utanför skivkanten. Ibland uppträda två eller flera likartade och stabila svängningstillstånd med mycket närliggande frekvensvärden. Klangfigurerna äro i sådana fall något vridna i förhållande till varandra, såsom ett par exempel överst till höger på bilden visa. De nämnda förhållandena bero troligen på elastiska olikheter i längd- och tvärriktningen hos det valsade skivmaterialet. Även andra former av asymmetri kunna uppträda.

Den svängande skivan kan användas som illustration vid beskrivning av några viktiga egenskaper hos atomerna.

En atom kan upptaga energi genom partikelstöt eller genom absorption av elektromagnetisk strålning, exempelvis ljus. Atomen kan dock därvid endast antaga vissa bestämda energitillstånd, mellan vilka övergången alltid sker språngvis. Vid övergång från ett högre energitillstånd till ett lägre utsändes energi i form av elektromagnetisk strålning.

Denna strålning uppträder i form av energikvanta — *fotoner* — vilkas innehåll av energi motsvarar skillnaden mellan atomens energi i utgångs- och sluttillståndet. Mellan energiinnehållet hos dessa kvanta och strålningens frekvens råder direkt proportionalitet, och propor-

tionalitetsfaktorn är *Plancks konstant,* en av de fundamentala naturkonstanterna.

De nu nämnda viktiga sambanden ha befunnits gälla inom mycket vidsträckta områden — alltifrån de obetydligaste observerbara energiförändringar i atomens elektronhölje och till de mycket stora energisprång som atomkärnan kan visa. Det våglängdsregister som här omfattas sträcker sig från radioastronomiens centimetervågor — över värmestrålning, infrarödstrålning, synligt ljus, ultraviolett ljus, röntgenstrålar — ned till den utomordentligt kortvågiga och energirika gammastrålning som utsändes vid atomkärnprocesser. Genom spektrografisk bestämning av frekvens eller energi hos strålningen kunna atomens olika energitillstånd kartläggas.

Liksom de svängande skivorna kan i vissa fall även atomen antaga mycket närliggande energitillstånd. Vid övergång från sådana tillstånd till något annat, lägre, tillstånd utsändes strålning med ringa frekvensskillnad. Detta visar sig vid spektroskopisk undersökning såsom nära intill varandra liggande spektrallinjer.

De förhållanden som nu berörts ha lett fram till den vågmekaniska bilden av atomen, vilken i hög grad skiljer sig från Bohrs atommodell i dess ursprungliga form med elektroner kretsande kring atomkärnan likt planeter kring solen.

De grundläggande beräkningarna för den äldre modellen utföras på känt sätt med utgångspunkt från de mekaniska rörelselagarna samt med hänsynstagande till de elektriska fältkrafter som verka mellan den positiva kärnan och de negativa elektronerna. En elektron som rör sig i en vidare bana har större energiinnehåll än en elektron som rör sig närmare kärnan. Dessa betraktelser ge emellertid intet besked om atombyggnadens stabila energitillstånd och de kvantlagar som styra dessa. I sina två särskilda postulat har emellertid Bohr tagit full hänsyn även till dessa förhållanden.

Den vågmekaniska bilden av atomen har trots stora olikheter alltjämt många drag gemensamma med den äldre modellen. Det elektriska fältet kring kärnan spelar sålunda även här en grundläggande roll, och man räknar även med ett hölje av elektroner, ehuru begreppen partikel och våg här flyta samman på ett sätt som ej är lätt att fatta med bibehållande av äldre föreställningssätt.

Atomen förlorar åtskilliga av de egenskaper som vi vant oss att förknippa med begreppet materia, och den framträder såsom ett system av ytterst högfrekventa stående materievågor. De experimentellt funna egenskaper hos atomen, som ej kunnat förenas med tidigare modellföreställningar framstå emellertid här i klarare dager. Atomens energitillstånd betraktas såsom olika svängningstillstånd hos

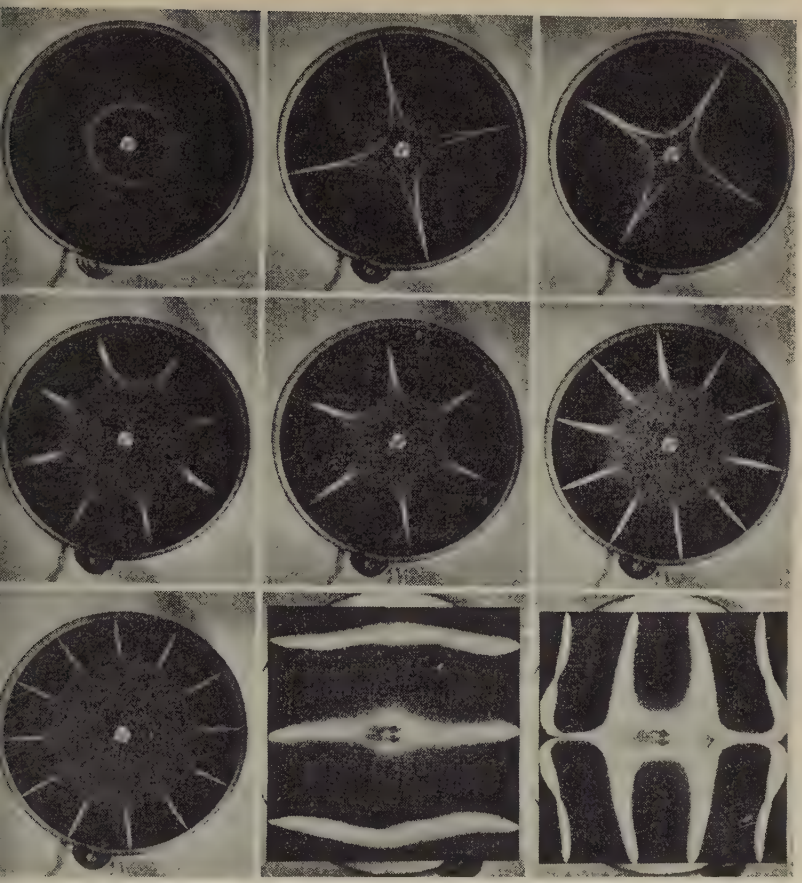


Fig. 2. Klangfigurer på en rund och en kvadratisk skiva. Frekvensvärdena (enligt tongeneratorns skala) äro, från vänstra övre hörnet räknat: 160, 220, 224, 428, 488, 1300, 1840, 636 och 1280 perioder per sekund.

vågsystemet, och den strålning som utsändes vid övergång från ett högre energitillstånd till ett lägre kan beskrivas såsom ett slags »svävning» mellan de båda tillståndens svängningar.

I motsats till de mekaniska svängningarna hos våra stålskivor, där vågorna följa en yta, äro atomernas materievågor rymdföreteelser med utbredning i alla riktningar. Nodlinjerna hos skivorna motsvaras hos atomerna av nodytor.

De nya föreställningarna grundas på Schrödingers vågekva-

tion. Av denna följer bl. a. att en elektrons läge och bana inom atomen ej kan preciseras. Elektronerna förlora mycket av sin individualitet, och de uppgå i något för atomen gemensamt helt. Fördelningen är emellertid ej jämn, och vågekvationen ger uttryck för den olika grad av sannolikhet med vilken elektronen uppträder inom atomens olika delar — eller därutanför! En elektron, som enligt den äldre bilden rör sig i en viss bana kring atomkärnan, kvarhållen av den elektrostatiska attraktionen, motsvaras enligt den nyare föreställningen av en inre våg, som återkastas mot ett yttre gränsskikt hos atomen. Karaktären hos detta skikt är visserligen något diffus, men värdet hos den genom vågekvationen bestämda funktion som beskriver sannolika elektronfördelningen inom fältet kring kärnan företer på visst avstånd från den senare en så stark nedgång, att man här verkligen kan tala om ett gränsskikt. Atomen får på detta sätt en definierbar storlek, och det i vårt sammanhang särskilt intressanta är den analogi som här framträder med våra svängande stålskivor, där vågorna reflekteras mot kanten under bildning av stående vågsystem.

De enklaste formerna av materievågsystem — hos väteatomen — kunna i viss mån åskådliggöras genom rymdmodeller, visande nodytornas utbredning, men hos de mera sammansatta atomerna äro förhållandena ytterst komplicerade. Här är det icke tillräckligt att räkna med de tre för oss fattbara geometriska dimensionerna. Den fullständiga behandlingen kräver därutöver flera andra matematiska dimensioner.

Det är inte möjligt att med bilder, grundade på våra vanliga sinnesintryck av omvärlden, ge någon fullständig och konkret föreställning om atomen. Ibland kan det vara mycket praktiskt att arbeta med förenklade modellföreställningar, men vi måste då göra klart för oss den begränsning som ligger däri, och vi måste noga undvika att draga för vida slutsatser ur sådana bilder. Det är endast matematikens abstrakta framställningssätt som gör det möjligt att formulera en beskrivning, innehållsrik nog för att leda den alltmer raffinerade experimentella atomfysiken fram mot nya rön.

De vågmekaniska betraktelserna understryka mycket kraftigt den föreställningen att materia och energi ytterst äro en och samma sak. Den utvinning av energi ur atomkärnan, som numera tekniskt genomföres i stor skala, kan ses som ett praktiskt bevis för att så verkligen är förhållandet. Materien är icke oförstörbar. Vid atomkärnprocesser åtföljes energiutveckling alltid av ett materiesvinn. Det av Albert Einstein teoretiskt förutsedda sambandet mellan materia och energi har därigenom bekräftats och vår kunskap om naturföreteelserna väsentligt berikats.

ekniska data:

Klangskivorna äro framställda av 1,92 mm bandstål från Sandviken. olhalt 0,10 %.

Magnetspolen och den lamellerade kärnan har tagits ur en kilowatt-mmätare, ERMI, troligen typ T2N. Det komplicerade systemet har sönder-ågats, så att den på fig. 1 synliga delen återstår. Spolen torde innehålla 100 trådvarv.

Permanentmagneten är av TICONAL från Fagerstakoncernen. Typ -4016.

Tonfrekvensgeneratorn är från AB P. A. Norstedt & Söner, Skolmateriel-vdelningen. Den har inbyggd förstärkare, och maximala effekten från tgångstransformatorn är omkring 1 watt. Firman lämnar på anmodan jälp åt den som önskar bygga den här beskrivna apparaturen.

itteratur:

1) T. Wilner, Klangfigurer och atomfysik, Daedalus, Tekniska Museets årsbok 27 (1957), 41.
2) E. F. F. Chladni, Die Akustik, Leipzig 1802, Breitkopf u. Härtel, samt Neue Beiträge zur Akustik, Lepzig 1817, samma förlag.

övrigt kan hänvisas till följande uppsatser och böcker:

O. Höfling, Wellenmechanische Atommodelle im Physikunterricht, Der Mathematische und Naturwissenschaftliche Unterricht 8 (1956), 433 och 9 (1956), 10.

J. C. Speakman, Modern Atomic Theory, London, Edward Arnold & Co. (1947).

H. T. Flint, Wave Mechanics, London, Methuen & Co. Ltd. (1949).

Notiser

Kemiska skolexperiment[1]

Acetylen. Ett halvmeterlångt glasrör av $1\frac{1}{2}$ cm vidd tillsmältes i ena nden och fästes lodrätt i ett stativ. Några bitar karbid av ungefär en rtas storlek läggas i röret, och litet vatten slås i. Den utvecklade gasen ändes strax därefter vid rörets mynning. Mycket stor, fladdrande och otande låga!

Eter. Man behöver här en »mikrokolv». Den tillverkas av ett glasrör, om hopsmältes i ena änden och blåses upp till en kula med 10—12 m diameter. Röret kan vara 15 cm långt. Kulan fylles med eter, och öret ställes lutande i en smal glasbägare innehållande 25 ml konc. vavelsyra. Man slår nu *snabbt* 25 ml vatten i syran och för inom ett ar sekunder en tänd sticka till rörets övre ände, där en stor låga å slår ut.

[1] Demonstrerade vid Föreningens för matem. naturv. underv. årsmöte i tockholm i jan. 1958.

»Reaktionsdrift». En glasburk (200 ml; av helst tunt glas) förses med kork, som skall sitta mycket väl. Genom korken gå två smala glasrör, böjda i rät vinkel åt var sitt håll strax ovanför korken och därefter ännu en gång böjda i rät vinkel, nu horisontellt, samt försedda med spets. Dessa spetsar skola peka åt motsatta håll, då man ser burk och kork uppifrån. Burken hänges upp i stativ med en 30—40 cm lång björntråd, som bäst knytes kring glasrören på korkens översida. — I burken slås 50 ml vatten och 50 ml konc.saltsyra. 30 g marmor i hasselnötstora bitar (eller 15 g zink i strimlor) läggas i, och korken isättes hastigt men stadigt — korken är på förhand upphängd i tråden. Efter någon minut roterar burken på grund av gasutvecklingen.

Flotation. I en rätt smal cylinder (200 ml) tar man ett par teskedar av en blandning av lika delar järnoxid och ej för grov sand. Slå fotogen till en tredjedel av cylinderns höjd och sedan lika mycket vatten. Kraftig omskakning! Om en liten stund samlas järnoxiden med fotogen och luftbubblor vid ytan.

»Stark syra driver ut svag syra ur salt.» 1) Lika volymer av 2-proc. lösning av natriumbensonat och av 5-proc. ättiksyra blandas i en 100-ml cylinder. Ganska snart uppstår en vacker, kristallinisk fällning av bensoesyra. 2) Lösningar av dinatriumvätefosfat och natriumvätesulfit blandas; blandningen värmes, och man prövar med indikatorpapper ovanför kärlets mynning. Svaveldioxid bildas. Båda experimenten ske alltså direkt mot regeln; bensoesyra är starkare än ättiksyra, och svavelsyrlighet starkare än övriga syror i den sist nämnda blandningen. Experimentet må vara en tankeställare och en varning att använda en regel, som ställts upp utan tanke på andra egenskaper hos syror än styrkan, men som ändå finnes i de bästa böcker.

Omättade föreningar. Stearinsyra och oljesyra lösas var för sig i etanol till ca 5-proc. lösningar. Finpulveriserat kaliumpermanganat löses i etanol strax före försöket. Permanganatlösningen slås under omröring i de två syralösningarna: den ena bibehåller den klarvioletta färgen länge, den andra blir grumligt brun. Obs., att ren etanol skall användas som lösningsmedel.

Isomera föreningar (strukturisomeri). Ett par ml av olika butandioler $C_4H_8(OH)_2$ med ogrenad kolkedja och med de två OH-grupperna på olika platser i kolkedjan lösas i ca 50 ml vatten, ett par droppar kopparsulfatlösning tillsättas och därefter natronlut. Skillnaden mellan strukturisomera föreningars egenskaper synes tydligt: CH_3-CH_2-CHOH-CH_2OH och CH_3-CHOH-CHOH-CH_3 ge klar, mörkblå lösning på grund av komplexbildning med kopparjon,

CH_3-CHOH-CH_2-CH_2OH och CH_2OH-CH_2-CH_2-CH_2OH vanlig utfällning av kopparhydroxid.

Alkohol eller fenol? Först beredas i tre rymliga bägare (400 ml) likadana oxidationsblandningar: pulveriserat kaliumbikromat till 2 cm höjd i ett provrör + lika stor volym konc. svavelsyra + 3 gånger så mycket vatten. Normal primär hexanol $C_6H_{13}OH$, cyklohexanol $C_6H_{11}OH$ och fenol C_6H_5OH blandas var för sig med lika mycket vatten (lämpligt 2 cm höjd i ett provrör). Blandningarna skakas kraftigt och slås genast efter omblandningen raskt på »kromsyran» i bägarna. Avvakta resultatet. — Den primära alkoholen hexanol ger i tämligen ugn reaktion en fränt luktande gas, mest aldehyd jämte något syra, den sekundära alicykliska alkoholen ger på samma sätt en keton, som påminner om aceton, under det att fenolen oxideras, så att ett svart skum bildas. — Se angående cyklohexanol Elementa *31*, 103, 1948.

Bertil Englund

Forskellige trykforsøg [1]

1. Tryk i en væske

Hvis man tænker sig en vandret flade nede i en letflydende væske, bliver fladen påvirket af to kræfter, en opadgående og en nedadgående; disse kræfter er af samme størrelse. Den nedadgående kraft skyldes tyngden af de væske-dele, som ligger lige over fladen, medens den opadgående kraft fremkommer ved, at væske-lagene under fladen er klemt sammen; da lagene er elastiske, vil de forsøge at rette sig ud, og herved påvirkes fladen med den opadrettede kraft.

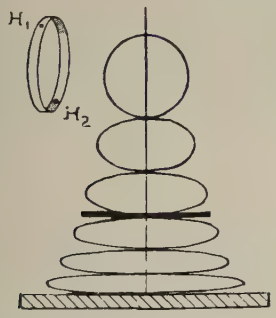


Fig. 1.

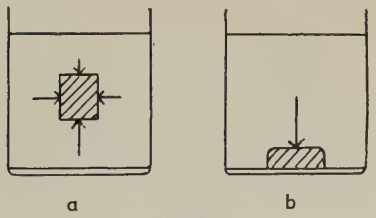


Fig. 2.

Man kan anskueliggøre forholdene på følgende måde: Af ikke for tyndt skrivemaskinepapir laver man seks ringe (diameter ca. 8 cm), som er forsynet med to diametralt modsatte huller, H_1 og H_2 (fig. 1).

[1] Forsøg 1, 4 og 5 er vist på Den tredie nordiske kongres for lærere i matematik, fysik og kemi i Stockholm 1957.

Tre af ringene lader man glide ned over en tynd, lodret glasstang, og oven på ringene anbringes en ganske tynd, gennemhullet papplade. Oven på denne anbringer man yderligere tre papirringe. Man ser, at jo længere nede, ringen befinder sig, jo mere er den klemt sammen.

Pappladen er i hvile, og derfor må kræfterne, som den er påvirket af, ophæve hinanden. Den nedadgående kraft skyldes tyngden af de tre øverste ringe. Den opadgående kraft opstår ved, at de tre nederste ringe er trykket sammen og vil forsøge at rette sig ud. Løfter vi hurtigt de tre øverste ringe, ser vi, at de resterende ringe retter sig noget ud, så pappladen løftes et stykke.

2. Opdrift i en væske

De trykkræfter, som er omtalt i forrige forsøg, er skyld i, at et legeme, der er nedsænket i en væske, er påvirket af en opdrift (fig. 2 a). Befinder legemet sig helt nede på bunden, således at der ikke er væske under det, kommer der ikke nogen opadrettet kraft på legemet, og det bliver liggende på bunden, selv om det har en lille tæthed (fig. 2 b).

Dette kan vi vise på følgende måde: I et bægerglas har man hældt lidt smeltet paraffin; når paraffinen er størknet, er overfladen plan. En korkprop er dyppet i smeltet paraffin og gnedet på en glasplade, så proppens underside er plan. Inden proppen anbringes på bægerglassets bund, dækkes denne med et lag af lycopodium, som i forsøget forhindrer vand i at trænge ind under proppen.

Nu hælder man ganske forsigtigt vand ned i bægerglasset. (Man kan f. eks. anvende en flaske, bestemt til destilleret vand.) Er man tilstrækkelig forsigtig, kan man få fyldt glasset med vand, uden at proppen går til vejrs. Prikker man derimod til den med en pind, så der kommer vand ind under den, farer den straks op til overfladen.

3. Opdrift i luft

En genstand, som er omgivet af luft, er også påvirket af en opdrift. Til forsøget anvendes en solid blikdåse, der er forsynet med et siderør og en cykelventil. Man fastgør en legetøjsballon til siderøret, som iøvrigt er lukket med en hane. Derefter pumper man en halv snes gange luft ind i dåsen. Dåsen og ballonen anbringes på en vægtskål, og man sørger for ligevægt, som angivet på 3 a.

Siderørets hane åbnes, og der strømmer luft fra dåsen ind i ballonen, som herved spiles ud. Selv om der er ganske de samme ting på vægten som før, er der ikke mere ligevægt (fig. 3 b).

Årsagen er den, at dåsen plus ballonen nu fylder mere end før, og dette giver en større opdrift.

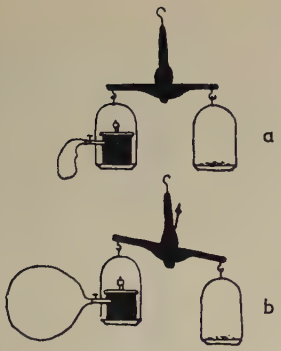


Fig. 3.

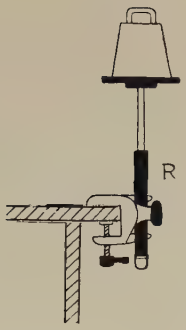


Fig. 4.

4. Tryk i sand

Et metalrør R (til elektriske ledninger) er fastspændt lodret (fig. 4). Røret er forneden lukket med et stykke ganske tyndt papir, som er fastgjort med et gummibånd. Man hælder sand ned i røret, så det står i en højde af godt 1 cm over papiret. En jernstang med en påskruet vandret plade (evt. et omvendt forsøgsstativ) anbringes over sandet. Selv om vi anbringer et 5 kg-lod oven på pladen, går papiret ikke i stykker. Presset nedad på papiret må altså være meget mindre end tyngden af sandet, jernstangen, pladen og loddet. I sandet presser de enkelte sandskorn mod hinanden, og de yderste korn presser mod røret, og det er dette, som bærer den langt overvejende del af belastningen. Vi ser at trykforholdene i sand er helt anderledes end i en letflydende væske.

5. Et sømbræt

Det er naturligvis umuligt at anbringe sig med bare fødder oven på et enkelt søm (spik). Trykket, som f. eks. kan måles i kp/cm², bliver alt for stort. Hvis man derimod står på f. eks. 200 søm, bliver antallet af cm² 200 gange så stort, medens trykket bliver 200 gange så lille som før. Har man f. eks vægten 70 kp, bliver belastningen pr. søm 350 pond, og dette kan man tåle i kortere tid.

På en træplade klistrer man et stykke kvadreret papir, hvorefter man borer huller med 1 cm afstand. Hullerne skal have en sådan diameter, at man med et par slag kan hamre søm (5—6 cm lange) igennem. Passende er 30 rækker à 20 søm, ialt 600 søm. Herved fremkommer en slags »fakirbræt». Man kan sidde på det uden ubehag og stå på det med nøgne fødder i nogle sekunder. *Frode Hjerting*

Apparat för demonstration av vissa cirkelsatser

Apparaten består av tre långa, i C, B och G fast förenade metallstavar AB, BC och CD, av vilka AB och CD med varandra bilda vinkeln 60° (G i fig. 1). De senare kunna glida genom små metallhylsor anbragta på två sugkoppar, E och F. Med hjälp av sugkopparna fästes apparaten på tavlan i lektionsrummet.

På tavlan uppritas en cirkel med 2 à 3 dm radie. Med hjälp av passare avskäres en båge med 120° medelpunktsvinkel. Sugkopparna placeras i dess ändpunkter.

Med hjälp av apparaten kan man demonstrera några viktiga cirkelsatser.

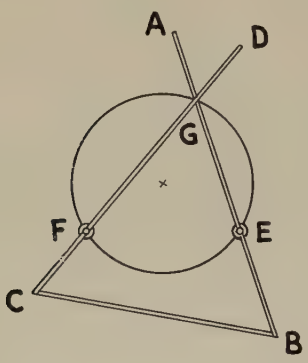


Fig. 1.

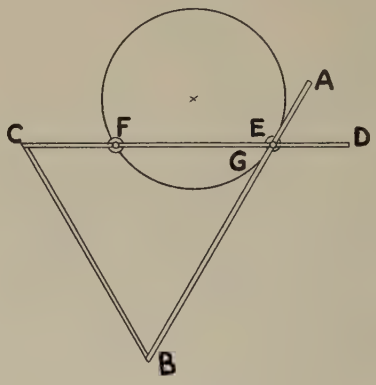


Fig. 2.

1. När apparaten vrides och AB och CD glida genom E och F, konstaterar man att G ständigt befinner sig på cirkelns periferi. Den är alltså en periferivinkel, och genom försöket belyser man satsen att periferivinklar på samma båge äro lika stora (fig. 1).

Försöket göres även med fördel vid genomgång av satsen om geometriska orten för vinkelspetsen i en triangel med given bas och given vinkel vid spetsen.

2. Med apparaten kan påvisas, att en tangent kan betraktas som gränsfall av en sekant, då sekantens skärningspunkter med cirkeln komma allt närmare varandra. Man låter G glida allt närmare E eller F och ser då hur ena vinkelbenet övergår från sekant till tangent (AB i fig. 2). Samtidigt observerar man, att apparatens fasta vinkel G återfinnes som vinkel mellan tangenten och kordan EF och följaktligen är lika med periferivinkeln i segmentet på andra sidan kordan: korda-tangent-satsen.

3. Uppsökandet av medelpunkten i den kring en triangel omskrivna cirkeln kan illustreras på åskådligt sätt.

Härvid användes en tillsats (se fig. 3 a). Denna består av ett antal metallstavar, av vilka E′H=G′H och KM och LM så avpassade att KHLM bildar en romb. De leda kring K, H, L och M, och dessutom kan M glida längs HN. Man inser att HN alltid är bisektris till vinkeln G′HE′ och mittpunktsnormal till sträckan G′E′.

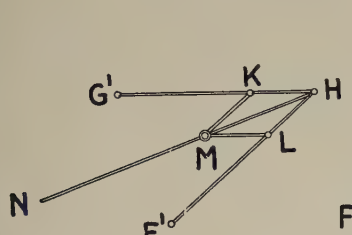


Fig. 3 a.

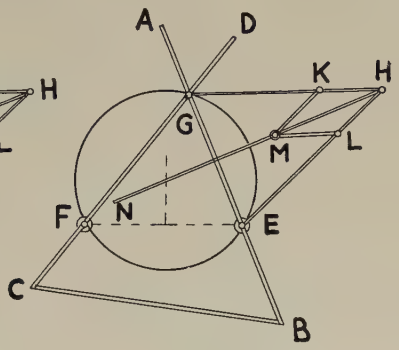


Fig. 3 b.

Tillsatsen monteras på huvudapparaten så, att E′ fästes vid sugkoppen E och G′ vid vinkelspetsen G. Kordan EF och dess mittpunktsnormal uppritas på tavlan (se fig. 3 b). När man låter den fasta vinkeln G röra sig utefter cirkelns periferi, ser man att mittpunktsnormalen HN till sidan GE i triangeln EFG och mittpunktsnormalen till sidan EF hela tiden skära varandra i samma punkt, den omskrivna cirkelns medelpunkt.

Att vinkeln G givits ett fast värde och ej kan varieras är en inskränkning som vidtagits med hänsyn till kravet på en enkel, stabil konstruktion.

Om tavlan i lektionsrummet är av sådan beskaffenhet att sugkoppar ej kunna användas, kan apparaten fästas t. ex. på en målad masonitplatta.

Apparaten kommer att tillhandahållas av Norstedts Skolavdelning.

Göte Ericsson och *N. Bertil Nilsson*

Aktuellt

Föreningen i Lund för matematisk-naturvetenskaplig undervisning

höll sitt ordinarie höstsammanträde söndagen den 17 november 1957 under ordförandeskap av lektor Arvid Leide.

Som ett första led i föreningens styrelses önskan att ge medlemmarna kännedom om nyare, kommersiellt tillgängliga apparater för fysik- och kemiundervisning hade man inbjudit firma Gumpert, Göteborg. Deras vetenskapliga medarbetare, assistent Emil Bengtsson, demonstrerade firmans experimentlådor beträffande optik och teleteknik.

Som en andra huvudpunkt på programmet behandlades filmen som hjälpmedel vid undervisningen. Läroverksadjunkt Roland Håkansson, Lund, höll ett inledningsanförande, vari han redogjorde för sina erfarenheter av undervisningsfilm. Därefter visades ett antal naturvetenskapliga filmer, varav två kemiska, en svensk om aldehyder och en amerikansk om destillation av olja i teknisk skala. Ett större antal filmer med fysikaliskt innehåll visades, de flesta amerikanska — några dock med svensk text. En film behandlade Einsteins relativitetsteori, en annan gav en elementär översikt över atomernas byggnad och en inblick i användningen av radioaktiva isotoper. Flera filmer behandlade elektronik. En fransk film visade solprotuberanser. — I samband med framförandet av de olika filmerna diskuterades varje enskild films för- och nackdelar.

Mötesdeltagarna uttalade, att filmen säkerligen kommer att bli ett värdefullt instrument i fysik- och kemiundervisningen. För att så skall bli fallet bör dock vissa fordringar vara uppfyllda, vilket ej alltid är fallet i nu förefintliga filmer. En undervisningsfilm bör vara så kort som möjligt: inga ovidkommande moment bör komma med. Den bör vara avpassad efter kunskapsnivån hos de elever den vänder sig till — är den för elementär blir den lätt ointressant och onödigt lång. Det är fullständigt onödigt att i filmen medtaga försök som lätt kan utföras i skolan som undervisningsexperiment. I stället bör — då det gäller kemiska filmer — medtagas industriell framställning av viktigare ämnen.

Deltagarna blev särskilt entusiastiska för filmerna som behandlade elektronik (från Föreningen Armé-, Marin- och Flygfilm). I dessa filmer fick man på ett utomordentligt instruktivt sätt en inblick i vad som sker i olika elektroniska apparater. Det torde vara mycket svårt att på annat sätt än just genom film så lättförståeligt förklara de olika fenomenen.

Stig Andersson

Svenska Kemistsamfundets Berzeliusdagar 3—4 januari 1958

Den kurs i modern kemi, som under rubrikens benämning i år har anordnats för tredje gången, innebär genom sin återkomst, får man hoppas, ett löfte om permanens, vars önskvärdhet och betydelse inte kan överskattas. Ett hundratal stipendiater, som representerar eliten av kemiintresserad ungdom i landets alla läroverk, får under dessa dagar ett högt uppskattat tillfälle att — fria från skol- och läxtvång, akademiska former kunde man säga — orientera sig inom kemin av i dag, naturligtvis inte på alla områden men åtminstone inom tre eller fyra kapitel av denna världsomspännande vetenskap. Men även de kemilärare, som tack vare Samfundets generositet inbjudits att bevista dagarna, hade säkerligen stor behållning av dem för sin undervisning.

Som vanligt hade Tekniska Museets lokaler ställts till Samfundets förfogande, och museets intendent, fil. dr T. Althin, bidrog genom att demonstrera dess samlingar och i egenskap av sakkunnig, road och roande conferencier till dagarnas lyckosamma genomförande. Museets laborator, T. Wilner utförde instruktiva experiment. För övrigt upptog programmet föredrag av prof. A. Fredga: »Våra föreställningar om atomernas lagring i rummet»; laborator Axel Johansson: »Att skilja på likt och nästan likt»; prof. Gösta Ehrensvärd: »Det kemiska spelet i levande celler»; prof. Gustaf Ljunggren: »Kemi och försvar»; överingenjör Sven Walldén: »Från malm till metall». Deltagarna fick besöka, efter eget val, antingen Metallografiska institutet eller Svenska Träforskningsinstitutet. En film från Farbenwerke Baeyer och till sist diplomutdelning förrättad av Samfundets ordförande, doc. S. Brohult, avslutade 1958 års Berzeliusdagar.

H. Maj:t Konungen, Kemistsamfundets höge beskyddare, hedrade Berzeliusdagarna genom att åhöra andra dagens föredrag av professorerna Ehrensvärd och Ljunggren. *G. Starck*

Föreningen för matematisk-naturvetenskaplig undervisning

hade sitt ordinarie årsmöte i Stockholm den 7—8 januari 1958. Från de nordiska grannländerna hade inbjudits lektor H. Meyer, Birkerød, Danmark, lektor Margit Juslin, Helsingfors, och lektor R. Paulsen, Oslo. Till föreningens förste hedersledamot valdes lektor B. Gustaver, som avgick ur styrelsen efter tjugo års oförtrutet arbete som sekreterare och skattmästare. Vidare hade rektor E. Eklund och adj. B. Hagner undanbett sig återval. De avgående styrelseledamöterna avtackades av ordf., lektor E. Knave, som i sitt tal särskilt varmt hyllade lektor Gustaver. Nyvalda i styrelsen blev lektor B. Bruno, adj. J. Sander, adj. Britt-Marie Johnels, civiling. adj. Sv. Landefjord och

fil. mag. Jan Unenge. Till sekreterare utsåg styrelsen mag. Unenge och till skattmästare adjunkt Isander.

De av lektor B. Nilsson lämnade upplysningarna om den planerade tidigareläggningen av vårterminens studentskrivning i fysik — avsedd att införas vårterminen 1960 — mottogs med allmän tillfredsställelse. Lektor B. Grundström höll därefter föredrag — med vällyckade försök — om »Några enkla ljusböjningsexperiment och deras betydelse för vår uppfattning om orsak och verkan». Föredraget inflyter i Elementa. Efter lunchpausen gav adj. Rolf Aarflot en orientering om matematiken, fysiken och kemin i de praktiska realskolorna, och lektor B. Englund utförde kemiska experiment på olika områden av skolkursen. De beskrives i detta häfte av Elementa, s. 47.

De numera obligatoriska orienteringskurserna i fysik och kemi på gymnasiets allmänna linje och latinlinje behandlades vid en diskussion, till vilken inledningsanföranden hölls av lektorerna G. Beskow och A. Hedelius. Lektor Beskow redogjorde för en enkät bland elever som han kände utanför skolan och som tillhörde läroverk från olika delar av landet. Enkäten hade givit en allvarlig tankeställare i det att latinlinjens elever allmänt ansett sig ha för små förkunskaper för att kunna följa orienteringskursen i fysik. För att bli i stånd att fånga elevernas intresse borde man starkt begränsa kursinnehållet och nöja sig med att på enklaste möjliga sätt ge något av den moderna fysikens världsbild och något litet av den fysik som aktualiseras av den moderna tekniken. — Liknande önskemål underströks beträffande orienteringskursen i kemi av den andre inledaren som i övrigt gjorde ett förslag till uppläggning av kursen.

För läraren kräver orienteringskursen — för att inte deras angelägna syfte skall förfuskas — ojämförligt mycket mer tid till planering och förberedelse än motsvarande antal vanliga lektioner. Det vore därför skäligt att läraren finge tillgodoräkna sig minst det dubbla schemabundna timtalet.

Under diskussionen uttalade flera deltagare sina farhågor beträffande elevernas möjligheter till behållning av dessa kurser. Även rent negativ inställning till att kurserna skall vara obligatoriska redovisades. En viss försiktig optimism beträffande värdet och livsdugligheten hos denna form av kunskapsmeddelelse på gymnasiestadiet kom också till uttryck. Det är en svår och angelägen uppgift att finna den rätta utformningen.

Första föredraget på mötets andra dag hölls av lektor A. Heimer »Om undervisningen i elektromagnetism». Fil. lic. U. Dahllöf gav därefter inblickar i en pågående utbildningsmålsutredning, som utföres av Studieförbundet Näringsliv och Samhälle.

Lektor Sven Hilding framlade sedan en del principiella synpunkter

på realskolans och enhetsskolans kurser i matematik. Han underströk vikten av att man hade pålitliga informationer om *nyttovärdet* av de olika momenten i kurserna men framhöll att man också måste lägga andra värderingssynpunkter på matematiken. Med hänsyn tagen också till dessa andra värderingar ansåg han likväl, att vissa moment i de nuvarande kurserna borde kunna krympas ned väsentligt, nämligen affärsräkningen, den syntetiska geometrien, den tillkrånglade delen av ekvationsläran samt i viss mån reguladetrien (som kunde ersättas med enkel ekvationslösning). Diskussion följde.

Efter pausen genomförde lektor B. Gustaver i snabb följd instruktiva försök ur realskolans kemikurs.

Som mötets sista programpunkt var anordnad diskussion om enhetsskolans institutionslokaler. Diskussionen, som delvis blev ganska livlig, inleddes av lektor S. Paulsson. På lärarhåll var man ganska kritisk mot Skolöverstyrelsens planering av institutionslokalernas utformning. Skolöverstyrelsens synpunkter framfördes av undervisningsråden M. Hulteberg och J. Orring.

Något över 150 personer var närvarande vid årsmötet, som hölls på Högre tekniska läroverket. Utställningar av fysik- och kemimateriel var anordnad av Grave, Gumpert och Norstedt. Lindståhls bokhandel, som hade utställning av böcker, visade även ett par ljudfilmer.

Carl Rosengren

Bokanmälningar

Ian N. Sneddon, *Elements of Partial Differential Equations.* McGraw-Hill Book Co., Inc., New York Toronto London 1957, Pp. 327, $ 7.50.

Boken vars syfte är att framställa de grundläggande metoderna att finna lösningar till vissa speciella partiella differentialekvationer, vänder sig i första hand till tillämpade matematiker. Den bygger på förkunskaper omfattande ungefär våra universitets tvåbetygskurs eller den allmänna matematikkursen vid de tekniska högskolorna jämte något vektoranalys.

I första kapitlet genomgås den nödvändiga extra teorien för ordinära differentialekvationer. Av intresse i sig själv är i detta kapitel en tillämpning inom termodynamiken av Carathéodorys integrabilitetssats. Andra kapitlet behandlar första ordningens partiella differentialekvationer. Det innehåller först en uppställning av allmänna begrepp och satser (utan bevis), därefter en genomgång av olika lösningsmetoder: Cauchys karakteristikmetod, Charpits metod och Jacobis metod och sist tillämpningar.

De återstående fyra kapitlen omfattar partiella differentialekvationer av högre ordning. Efter en allmän inledning behandlas här i skilda kapitel de klassiska huvudtyperna: Laplaces ekvation, vågekvationen och värmeledningsekvationen. I det allmänna kapitlet går Sneddon bland annat igenom integraltransformmetoden och ger en liten tabell över de vanligaste transformerna. I kapitlet om vågekvationen märks en kortfattad inledning till Marcel Riesz' lösningsmetod, som är grundad på Riesz' generalisering av Riemann-Liouville-integralen. Boken avslutas med ett appendix om system av ytor.

Ett stort antal övningsexempel förekommer, både direkt i anslutning till de olika momenten och som »blandade problem» i slutet på varje kapitel. Alla uddataliga problem är lösta; totalt finns över hundra problemlösningar i slutet av boken. Därtill kommer en hel del genomarbetade exempel i texten till hjälp för dem som studerar på egen hand. En del av »provproblemen» utgör satser, som inte medtagits i den löpande texten; de övriga är hämtade från tentamensskrivningar vid universitetet i Glasgow. *Edgar Asplund*

E. A. Maxwell, *An Analytical Calculus.* Vol. IV, Cambridge University Press, 1957, Pp. 288, 22s. 6d. net.

Här föreligger nu den fjärde och avslutande volymen av E. A. Maxwells elementära lärobok i differential- och integralkalkyl. Angående de två första volymerna se Elementa 39 (1956), 57. Här behandlas framförallt ordinära differentialekvationer och sådana speciella funktioner som Besselfunktioner och Legendrepolynom, vars ursprung är vissa differentialekvationer. Framställningen är något mer rigorös än i föregående volymer. Oändliga serier behandlas i tre kapitel och författaren diskuterar de vanligaste konvergenskriterierna, likformig konvergens samt derivering och integrering av funktionsserier. Fourierserier ägnas ett särskilt kapitel, och konvergensen bevisas under förutsättning att funktionen och dess derivata är begränsad och kontinuerlig utom i ett ändligt antal punkter. Slutligen diskuteras några partiella differentialekvationer såsom Laplaces ekvation, värmelednings- och vågekvationerna. Framställningen kompletteras med cirka 400 övningsuppgifter med svar.

Förf. har väl lyckats med sin avsikt att skriva en elementär lärobok, som förbereder ett senare fördjupat studium av den matematiska analysen. *Lennart Råde*

Walter Lietzmann, *Sonderlinge im Bereich der Zahlen.* Ferd. Dümmlers Verlag, Bonn, 1954, 214 S., DM 6,90.

Boken är en andra utökad upplaga av ett tidigare arbete med samma titel. Den förefaller till en början vara en kuriosasamling av

i många fall rätt långsökta »märkvärdiga» siffersamband. Att bestämma kvadrattal, som skrivas med alla siffror en och endast en gång är liksom de flesta liknande uppgifter, som är beroende av valet av det dekadiska siffersystemet, ur matematisk synpunkt lika ointressant som att t. ex. skriva 100 som 123+45−67+8−9 osv. Boken ger emellertid också orientering om talteoretiska problem av allmängiltig innebörd och innehåller många intresseväckande övningsuppgifter. Den s. k. Bachets sats, att varje naturligt tal kan skrivas som en summa av högst fyra kvadrater, torde dock först ha bevisats av Lagrange och ej redan av Fermat. Ett kapitel ägnas delbarhetsregler och andra egenheter för små tal upp till 17, särskilt omfattande för talet 7. Deras roll i talmystiken belyses utförligt, varvid dock 17 underskattas. Duodecimalsystemet och dess fördelar behandlas i ett kapitel. I analogi med periodiska decimalbråk som brutna rationella tal behandlas periodiska kedjebråk, som ju är algebraiska tal av andra graden. I ett kapitel om oändliga serier och produkter återges π med 808 decimaler (2040 lär ha beräknats med matematikmaskin liksom e med 2016 decimaler.

I slutkapitlet ges vissa elementa ur Cantors mängdlära och visas de algebraiska talens numrerbarhet och kontinuets högre mäktighet. En viss systematisk gång från de individuella naturliga talen till mer omfattande talklasser framträder alltså så småningom.

Boken är elementär och kräver inga förkunskaper. Den ger god förströelse och korta inblickar på många områden. *Ove Hemer*

D. A. S. Fraser, *Nonparametric Methods in Statistics.* John Wiley & Sons, New York, Chapman & Hall, London, 1957. Pp. 299, $ 8.50.

Åtskilliga av den matematiska statistikens praktiskt mest använda resultat förutsätter, att den fördelning, som stickproven tages ifrån, överensstämmer någorlunda med den normala frekvensfördelningen. På senare tid har intresset väckts för metoder som är giltiga, vilken form den bakomliggande fördelningen än har. Sådana metoder brukar kallas distribution-free eller, med ett mindre lyckat men vedertaget namn, icke-parametriska. Som exempel på en sådan metod kan nämnas Wilcoxons test för jämförelse mellan två stickprov. I stället för att som vanligt jämföra stickprovsmedelvärdena ordnar man därvid samtliga värden i en enda följd efter storlek och jämför medeltalen av stickprovens ordningsnummer i denna följd. Om det ena stickprovet har på det hela taget större värden än det andra, blir ordningsnumren och därmed också medeltalet av dessa större än i det andra stickprovet, och det är begripligt att ett statistiskt test kan grundas på detta förhållande.

Frasers bok börjar med en inledning på 124 sidor, som ger en elegant, abstrakt hållen översikt över den vanliga »parametriska» inferensteorien. Återstoden av boken ägnas åt en lika abstrakt framställning av icke-parametriska förfaringssätt, varvid gränsvärdessatser upptar stort utrymme. Den teoretiskt inriktade statistikern han ha glädje av arbetet, som är det första i sitt slag. Det vore tacknämligt om Fraser ville komplettera boken med ett arbete som vänder sig till praktikern. Denne måste nu gå till andra källor (t. ex. partier av Snedecors och Dixon-Masseys läroböcker) för att få kännedom om de trevliga nya metoderna. *Gunnar Blom*

U. Grenander and M. Rosenblatt, *Statistical Analysis of Stationary Time Series.* Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1956. Pp. 300, kr. 56: —. Även utg. av John Wiley & Sons, New York, 1957.

M. S. Bartlett, *An Introduction to Stochastic Processes.* With Special Reference to Methods and Applications. Cambridge at the University Press, 1955. Pp. 312, 35s. net.

Statistiken har hittills mestadels sysslat med problem, där ordningsföljden mellan observationerna saknar betydelse. Om de senare beror av rum eller tid, t. ex. så att föregående observationer inverkar på efterföljande, uppstår intressanta och svåra problem, som ofta ej kan behandlas med klassiska metoder. Ekonomen har tidsserieproblem, elektroteknikern överföringsproblem, biologen tillväxtproblem och fysikern problem rörande brus, turbulens, diffusion, m. m. som alla är av denna typ. Statistikerns benämning, stokastiska processer, på dessa olika företeelser framhåller släktskapen mellan dem.

Teorien för stokastiska processer är ännu ganska outvecklad. Deras matematiska struktur är visserligen vid det här laget någorlunda väl känd, men det är ont om praktiska analysmetoder. När det gäller sådana har de matematiska statistikerna hittills mest sysslat med rengöringsarbete och påvisat, att de hederliga gamla metoderna för tidsserieanalys, t. ex. med hjälp av periodogram och glidande medelvärden, är suspekta.

Svensken Grenander och amerikanen Rosenblatt har gemensamt sökt bryta ny mark. Efter en 100-sidig inledning, där vår nuvarande kunskap överblickas, diskuterar de i sin bok nya, mycket allmänna metoder för skattning av den s. k. spektralfunktionen. Denna funktion spelar en mycket stor roll för analys av stationära processer, dvs. processer som inte ändras systematiskt med tiden. Det är svårt att förutsäga betydelsen av de nya metoderna, men det är troligt att utvecklingen kommer att fortsätta längs den av författarna utstakade vägen, speciellt som den omfattande numeriska analysen med fördel kan utföras med hjälp av matematikmaskiner.

Författarna har inspirerats av den experimentellt arbetande fysikerns intuitiva angreppsmetoder, som de med analytiska hjälpmedel söker göra matematiskt stringenta. Arbetet vänder sig därför till två kategorier av läsare, till experimentatorn för att ge denne bakgrunden till praktiskt använda förfaringssätt vid studium av processer av skilda slag, och till sannolikhetsteoretikern för att för denne demonstrera fysikaliska tillämpningar av de nyvunna teoretiska insikterna. Huruvida författarna kommer att lyckas i denna dubbla strävan är kanske tveksamt på grund av den avancerade matematiken i de teoretiska avsnitten och den fysikaliska terminologien i tillämpningsavsnitten, men syftet är i högsta grad lovvärt.

Den som finner ovan behandlade arbete svårsmält eller alltför speciellt bör läsa Bartletts översikt över stationära och andra typer av processer. Boken är inte djupsinnig och lämnar inga nya bidrag till teorien men är mycket användbar för varje matematiskt intresserad person, som vill få en någorlunda detaljerad bild av vad stokastiska processer är och vad de används till på olika områden. Det kan nämnas, att författaren diskuterar t. ex. köproblem, förändringar i bakteriepopulationer och epidemiska modeller. Säkerligen kommer den trevligt skrivna boken att inspirera mången till fördjupade studier på ett intressant och snabbt expanderande forskningsområde.

Gunnar Blom

W. G. Cochran and G. M. Cox, *Experimental Designs.* Sec. Ed. John Wiley & Sons, New York, Chapman & Hall, London, 1957. Pp. 616, $ 10.25.

Första upplagan av denna bok recenserades i Elementa *33*, 1950, 262. Förändringarna i den nya upplagan avspeglar försöksplaneringens snabba framsteg. Ca 150 sidor har tillkommit, som bl. a. behandlar faktorexperiment med fractional replications, ofullständiga block och den av engelsmannen Box utvecklade tekniken för bestämning av optimala faktorkombinationer.

Boken innehåller det mesta som är värt att veta om statistisk planläggning av försök, och ingen som vill fördjupa sig i ämnet kan gå förbi den.

Gunnar Blom

Otto F. Fischer, *Five Mathematical Structural Models in Natural Philosophy with technical physical quaternions.* Axion Institute, Lidingö 1957, 412 s., $ 10.

Boken utgör en fortsättning på eller kanske snarare en komplettering av ett tidigare arbete »Universal Mechanics and Hamilton's Quaternions» (rec. i Elementa 1953, s. 278). Förf. inriktar sina ansträngningar på att försöka pressa samman fysikens och teknikens alla erfarenhetsrön och teorier i ett gemensamt matematiskt formelspråk

och har ägnat sig åt att studera kvaternionbegreppets stora användbarhet, då det gäller att genomföra ett sådant program. Därvid redovisas intressanta tillämpningar av kvaternionanalysen på bl. a. elektromagnetism, teknisk mekanik och relativistisk kvantmekanik.

C. V. Jonsson

Applied Probability. Vol. VII. Proceedings of the Seventh Symposium in Applied Mathematics of the American Mathematical Society. McGraw-Hill Book Company, New York, 1957. Pp. 104, $. 5.00.

I uppsatser av Lévy, Doob, Feller, Hopf, Münch, Batchelor, Kac, Ulam och Koopman diskuteras sannolikhetskalkylens användning inom den teoretiska fysiken med huvudvikt lagd på diffusion, turbulens och grunderna för den statistiska mekaniken. Boken är avancerad och kräver goda kunskaper i matematik, fysik och modern sannolikhetsteori — en både sällsynt och sällsynt givande kunskapskombination. Priset är i överkant.

Gunnar Blom

Morris H. Shamos/George M. Murphy (Ed.), *Recent Advances in Science: Physics and Applied Mathematics.* New York University Press/Interscience Publishers, New York 1956, Pp. xi+384, $ 7.50.

Våren 1954 hölls i New York ett Symposium on Recent Advances in Science i syfte att lämna industriellt verksamma vetenskapsmän och ingenjörer, som i allmänhet äro starkt specialiserade, orientering från de forskningsområden, där aktiviteten f. n. är störst och varifrån impulser till fortsatt teknisk utveckling främst kunna förväntas komma. Medverkande voro några av USA:s mest framstående aktiva forskare. Följande föreläsningar ha i bearbetat skick samlats i föreliggande bok (förf. inom parentes):

Methods of Applied Mathematics (Richard Courant); The Future of Operations Research (Philip M. Morse); Atomic Structure (I. I. Rabi); Microwave Spectroscopy (C. H. Townes); Nuclear Structure and Transmutations (H. A. Bethe); Elementary Particles (V. F. Weisskopf); Electronuclear Machines (Leland J. Haworth); Neutron Physics (Norman F. Ramsey); Transistor Physics (W. Shockley); Ferromagnetism (R. M. Bozorth); Cryogenics: Very-Low Temperature Physics and Engineering (F. G. Brickwedde); Physics and the Engineer (Edward U. Condon).

Flera av uppsatserna kännetecknas av utsökt framställningskonst. Man får ånyo bestyrkt tesen, att översiktsartiklar, njutbara för icke-specialisten, skrivas bara av verkligt framstående specialister.

Shockleys föreläsning har förut (1954) varit publicerad i *American Scientist.* Anmälaren vill begagna tillfället och varmt rekommendera denna förträffliga och billiga tidskrift ($ 2.50 per år), som ges ut av

akademikersällskapet Sigma Xi och som huvudsakligen innehåller översiktsartiklar rörande aktuella områden inom naturvetenskaperna. American Scientist är en i vårt land allt för litet utnyttjad kunskapskälla; tidskriften bör finnas i varje läroverksbibliotek.

Torsten Jönsson

The First One Hundred and Fifty Years. A History of John Wiley and Sons, Incorporated, 1807—1957. Wiley, New York 1957, Pp. xxv +242, $ 7.50.

När Charles Wiley 1807 startade som boktryckare, förläggare och bokhandlare, en på den tiden självfallen företagskombination, hade republiken US existerat i endast 31 år (inte ens så länge, om man vill vara noga med formaliteterna). Den unga nationen var väsentligen ett agrarland, kulturellt ambitiöst men med knappt skönjbara ansatser till industrialisering. Nu är USA världens främsta industristat, leder den tekniska utvecklingen och delar med moderlandet platsen som främsta forskarnation. Och förlaget John Wiley and Sons, som namnet är från 1876, med femte generationen Wiley i ledningen måste anses som ett av världens förnämsta förlag vad beträffar naturvetenskaplig och teknisk litteratur.

En bok från Wiley är alltid en bra bok, mycket ofta ett pionjärarbete. Förlaget Wiley är en utomordentligt säker bedömare av utvecklingstendenser inom naturvetenskap och teknik. När ett nytt forskningsområde börjar ta form, kommer med osviklig säkerhet en bok från Wiley, väl genomarbetad och förstklassigt utstyrd. Folk som inte har möjlighet att kontinuerligt följa arkivlitteraturen har vant sig att från Wiley vänta första signalen om att något väsentligt är på väg någonstans. Därför är Wiley ett förlagsnamn som ofta förekommer på Elementas bokavdelning.

Till hundrafemtioårsjubiléet har förlaget låtit utarbeta föreliggande historik, i vilken ett flertal författare redogör för Wileys bokutgivning inom de skilda kunskapsområdena i belysning av den allmänna kulturutvecklingen. Boken är typografiskt utsökt. Den torde glädja alla bokvänner med naturvetenskapliga, tekniska eller lärdomshistoriska intressen.

Torsten Jönsson

Robert L. Weber/Marsh W. White/Kenneth V. Manning, *Physics for Science and Engineering.* McGraw-Hill Book Co., New York/Toronto/London, 1957, Pp. 618, 60s. net.

I bokens läsvärda förord återfinnes bl. a. följande: »Particular stress is placed on the *understanding* of the fundamental ideas, principles and methodology of physics, rather than on mere facts and formulas. This treatment helps develop the reasoning powers of the student

instead of mere memorization.» Man går därför att studera boken med stora förväntningar. Otvivelaktigt ligger det ett omfattande och värdefullt arbete nedlagt, men svårigheterna att följa de angivna riktlinjerna genom hela det digra 600-sidiga verket har varit betydande och knappast heller i alla avseenden övervunnits. En sträng disposition av det till behandling upptagna stoffet, ett klart framställningssätt, illustrationer i särklass, några av omisskännlig amerikansk prägel, korrekta storhetsdefinitioner och acceptabel konsekvens visavi enheter, detta att notera på plussidan. Mera kritisk ställer sig en svensk läsare till urvalet av stoff, men här torde amerikanska förhållanden varit normgivande. Men oberoende av nationella traditioner och särarter gäller att varje utbildningsstadium bör ha sin fysikkurs. Det är slöseri med intellektuell arbetsförmåga och värdefull tid hos såväl lärare som elev när naturvetenskapens elementa upptas till behandling vid en alldeles för sen tidpunkt i utbildningen. Det förefaller som ryska studieförhållanden härvidlag funnit en mera rationell anpassning mellan ålder och kunskapsurval men sannolikt på bekostnad av den personliga friheten att kunna välja bland läroämnen och lärokurser.

I bokens första tredjedel, som omfattar vad vi plägar kalla allmän fysik, är främst de avsnitt av intresse, som behandlar materiens molekylarstruktur, såsom ytspänning, kapillaritet och något om kinetisk gasteori. Värmeavsnittet har väntad utformning, på plussidan må anföras att tvenne av termodynamikens huvudsatser dragits fram, på minussidan att Plancks strålningslag, nu mer än 50 år gammal, ännu ej kommit att utgöra en gemensam aspekt på de olika strålningslagarna i elementär framställning.

Elektricitetsläran omfattar bokens andra tredjedel. Att här finna den elektriska ström*enheten* definierad ur Faradays lagar i ett MKSA-arbete är inkonsekvent och saknar t. o. m. »pedagogisk» motivering, men i övrigt är uppläggningen traditionell med konsekvens i storheters och lagars framställning. Vid behandling av magnetfält skulle rec. dock hellre sett cirkulationssatsen (Maxwell, Ampere) än Laplaces lag som huvudsaklig grund på detta stadium. Den förra ligger väl till för experimentell verifikation (eller härledning), den senare först efter diverse räknande, bl. a. integration. Dubbelnamnen på olika enheter utgör ett annat problem som ständigt dyker upp i all elementär framställning; varför ej konsekvent undvika de »intetsägande» benämningarna weber, joule, coulomb etc. och i stället begagna de rationella benämningarna voltsekund, wattsekund, amperesekund? Att träffa den ballistiska galvanometern tillsammans med den statiska och övriga instrumenttyper är en förtjänst, men att då ej begagna detta fundamentala instrument för elektriska och magnetiska fältundersökningar

är en brist. Kraften på en strömförande ledare i ett magnetfält och den elektromagnetiska induktionen är i grunden samma problem: kraftverkan på en rörlig laddning i ett magnetiskt fält, ett faktum som man har svårt att spåra i de flesta grundläggande framställningar och så även här. Författarna tycks ibland ha glömt sin målsättning, så vackert utsagd i förordet. Fysikundervisningens uppgift är inte att rada upp eller härleda ett antal olika formler, uppgiften är i stället i detta sammanhang att ur vissa generella elementära fakta (om fält och laddningar) dra upp ett *system* av logiskt sammankopplade satser. Virvelströmsfenomenet är delvis oklart utrett, ej specifikt för detta verk. Ett kortfattat, formelfattigt men välskrivet, avsnitt behandlar elektronfysik.

Optiken, som upptar 100 sidor, har en mera originell uppläggning. Ljuskvanta och vågor införas från början. Huygens' princip blir grunden för brytning och reflexion ävensom för linsernas funktioner. Färgseendet ägnas stor uppmärksamhet. Böjning och interferens beledsagas av goda bilder. Mycket anmärkningsvärt är dock att finna en felaktig formel (med »motivering») för läget av ljusmaxima vid böjning i en enkel spalt. Som förtjänst noteras, att upplösningsförmåga tagits upp till en kortfattad behandling.

Boken avslutas med kapitlet »modern atomic physics» om *tjugo* sidor och detta minimala omfång av ett av fysikens viktigaste områden även i elementär framställning medger knappast mer än en uppräkning av lagar och begrepp. Vad som sagts är dock bra sagt, men disproportionen förefaller anmärkningsvärd.

Denna bok ger många anledningar till funderingar över våra egna och andras fysiklärogångar och fysikläroböcker. Den är läs- och sevärd och i flera avseenden efterföljansvärd men förvisso icke i alla.

Eve Staffansson

H. C. VAN DE HULST, *Light Scattering by Small Particles*. John Wiley & Sons, New York/Chapman & Hall, London, 1957. Pp. XIII+470, $ 12.

Under den tyska ockupationen av Holland kunde en ung astrofysiker inte ta sig annat före än att åter undersöka teorierna för ljusböjning vid sfärer. Han fann många fel i tidigare räkningar, systematiserade stoffet och skrev sin doktorsavhandling »Optics of Spherical Particles». Många fysiker, bl. a. anmälaren, har haft god användning av denna utredning.

Denne van de Hulst, som nu är professor i Leiden och har tillbragt många år i USA, har fortsatt på samma linje att utveckla teorin för ljusets diffraktion kring partiklar av våglängdens storleksordning. Han har kommit in på andra intressanta fall och funnit att bl. a. kvant-

mekanikens metoder kommit väl till pass för åtskilliga klassiska problem. I astrofysiken är hans insatser välkända. Intresset för området har starkt stegrats genom den tekniska betydelsen av neutrondiffraktion.

Den väntade och nu föreliggande boken utgör en fyllig teoretisk framställning av rubrikämnet. Långa bevis undvikes, och en fysiker får ofta en påtaglig beskrivning av tankegången. Särskilt tacknämligt är att i tillämpningen viktiga fall, ibland gränsfall, framhävs. Den s. k. »formpolarisationen», med polaroiderna som apparatnyttigt exempel, får här, delvis enligt andra forskare, en klar formelmässig behandling. Förf. medger, att han inte har gjort någon systematisk bibliografisk studie, och några för anm. kända undersökningar synes inte ha kommit med. Dock hittar man sannolikt allt viktigt i alla de medtagna referenserna, som värdefullt nog kommenteras med några rader för varje huvudgrupp. *Erik Ingelstam*

R. A. Houstoun, *Physical Optics*. Blackie & Son Limited, London 1957, Pp. 300, 40s. net.

För ca sextio år sedan var den fysikaliska optiken i huvudsak förbehållen en begränsad krets av matematiker och fysiker och den intog en tämligen avgränsad position i fysiken. Nu är samma ämnesområde ett viktigt fundament för forskning och teknik inom vitt skilda områden och kraven på kunskaper, ofta av mer avancerat slag, inom denna del av fysiken är i ständigt växande. För alla dem som enbart behövt den fysikaliska optiken som en hjälpvetenskap har emellertid litteraturtillgången varit relativt knapp. Den klassiska litteraturen på området, främst företrädd av namnen Drude, Försterling och Born, har för denna grupp av kunskapssökande tett sig väl teoretisk samtidigt som de mera elementära framställningarna blivit alltför ofullständiga. Denna lucka håller nu på att fyllas ut bl. a. av det verk som här skall bli föremål för en kort anmälan.

Boken börjar med ett något lösligt infogat avsnitt över den geometriska optiken. Den fysikaliska optiken inledes med de traditionella försöken över ljusets vågnatur. Det viktiga koherensvillkoret kommer kanske något i skymundan, som så ofta är fallet, men framställningen är i övrigt föredömlig. Utvecklingens gång återspeglas i dispositionen: uppdelning i Fraunhofers och Fresnels böjningsfenomen. Båda behandlas mera ur fysikalisk än matematisk synpunkt, vilket av många torde anses som en förtjänst. Gitterteorien är nära anknuten till begreppet upplösningsförmåga, ävenledes en fördel. Polarisation och ljusutbredning i optiskt anisotropa medier behandlas kortfattat men klart och överskådligt. En ur fysikalisk synpunkt förtjänstfull behandling präglar avsnittet över den elektromagnetiska ljusteorien, där in-

edningsvis Fresnels elastiskt-mekaniska teori beröres, varpå följer en mera fyllig framställning av Maxwells teori, som får bli grunden för reflexion (även metall-), refraktion, dispersion och Fresnels formler. Med minimum av matematiska operationer dras den teoretiska bakgrunden upp till välkända lagar och företeelser. »Eterhypotesen» har dock fått en väl framträdande plats i en bok av år 1957. Slutkapitlen behandlar mera perifera områden av den egentligt fysikaliska optiken, såsom spektroskopi, färgseendet, fotoelektricitet, och framställningen är här ganska grund. Att i detta sammanhang diskutera koronium och nebulium förefaller med nuvarande kunskaper något omotiverat. Ljushastighetsbestämning och elementa av kvantteorien diskuteras mycket kortfattat.

Författaren har avsett att inom en begränsad volym ge såväl ett teoretiskt underlag som en genomgång av viktigare tillämpningar av den fysikaliska optiken. I det förstnämnda avseendet har det lyckats utmärkt i, det senare har resultatet blivit magrare. Bokens värde är dock odiskutabelt. *Eve Staffansson*

Adrianus J. Dekker, *Solid State Physics.* Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., Pp. 540, $ 9.00.

Tillgången på lämplig litteratur är mycket begränsad för den som vill skaffa sig en första inblick i det fasta tillståndets fysik. Den »klassiska» monografien för nybörjaren är Kittels »Introduction to Solid State Physics», vars första upplaga kom 1953, och som 1956 utkom i en andra, kraftigt utökad upplaga (recenserad i Elementa *40* 1957: 3). Dekker vänder sig också till nybörjaren på området — trots att han uteslutit det eljest nästan obligatoriska »Introduction to ...» i titeln på boken.

I de åtta första kapitlen behandlas fenomen som låter sig beskrivas utan kännedom om elektronstrukturen hos den fasta kroppen. Förkunskaperna som här krävs av läsaren är endast någon kännedom om statistisk termodynamik och den kvantiserade, harmoniska oscillatorn. Först ges en introduktion till några av grundbegreppen inom kristallografi och röntgendiffraktion: Millerindex, Bravaisgitter, atomära spridningsfaktorn, strukturfaktorn, m. m. (Reciproka gittret införes senare i samband med bandteorien.) I kap. 2 redogöres för Einsteins och Debyes teorier för specifika värmet, som sig bör i anslutning till framställningen av gittersvängningar (huvudsakligen i endimensionella gitter). Sedan följer två kapitel om egenskaper hos metallgitter och legeringar, där läsaren får kännedom om olika diffusionsprocesser i metaller och om olika slag av gitterdefekter (dislokationer, vakanser etc.). Ett kapitel behandlar den klassiska teorien för gitterenergien i jonkristaller och antyder också den förfining som en

kvantmekanisk behandling ger. Förändringar i jonkristallens energi på grund av gitterdefekter och i samband härmed diffusions- och jonledningsprocesser behandlas särskilt, och slutligen ägnas i bokens första del ett femtiotal sidor åt dielektrika och ferroelektrika.

För att kunna tillgodogöra sig den följande framställningen bör läsaren ha en något vidare kännedom om elementär kvantmekanik. Dock förutsätter Dekker genomgående mindre förkunskaper hos läsaren än vad exempelvis Kittel gör. Författaren börjar med fria elektronmodellen för metaller och för sedan in periodiska potentialer med bandstrukturen som följd. Distinktionen mellan metall, halvledare och isolator göres, och några kapitel ägnas åt halvledare och transistorer. Ett par kapitel följer om jonkristallernas elektroniska egenskaper, excitonbegreppet införes, färgcentra, fotokonduktivitet och luminescens behandlas. Tjugo sidor ägnas åt dia- och paramagnetism, och sedan följer ett kapitel om ferromagnetism, antiferromagnetism och ferrimagnetism. Här finns en detalj, som anmälaren ej anser vara fullt korrekt. I § 19.2 införes Weiss' fenomenologiska beskrivning, och författaren definierar molekylarfältet som summa $H+\gamma M$, vilket inte är den gängse definitionen. Bokens sista kapitel behandlar andra magnetiska fenomen, nämligen magnetisk relaxation och i samband med detta kärn- och elektronspinresonans samt tillämpningen av dessa vid studier av den fasta kroppens fysik. Några korta appendices över termodynamiska och kvantmekaniska grundfrågor avslutar boken. Instruktiva problem följer efter varje kapitel.

Dekker har skrivit en stimulerande och innehållsrik bok. Han lägger stor vikt vid det fysikaliska betraktelsesättet och resonemanget men brister för den skull inte i exakthet. Hans bok rekommenderas livligt till den som vill stifta bekantskap med ett område av fysiken, som vunnit den största aktualitet. *Carl Nordling*

Raymond A. Lyttleton, *The Modern Universe*. Hodder and Stoughton, London, 1956, Pp. 107, 16s. net.

Boken, som är en kompletterad återgivning av sex televisionsföredrag, hållna i B. B. C:s Television Service år 1955, ger en utmärkt bild av våra dagars astronomi. Men inte bara rent astronomiska problem behandlas. Det första kapitlet, som ägnas åt vår egen planet, sysslar i stor utsträckning med geologi och seismologi, och författaren har här även kommit in på ett så intressant och omdiskuterat problem som jordmagnetiska fältets uppkomst. I de övriga fem kapitlen behandlar författaren i tur och ordning företeelserna i världsrymden, från vår närmaste granne, månen, till allt avlägsnare objekt, för att till slut komma in på frågan om universums expansion. — Proportionerna mellan de utrymmen som tilldelats de olika objekten kan

synas lite orättvis. Så har t. ex. jorden fått 40 sidor, månen 22, under det att Merkurius, Venus och Mars tillsammans endast fått 5 sidor. Det kan medgivas att man inte bör vara för kritisk på denna punkt, då boken ej är avsedd som någon lärobok utan snarare som en populär orientering i den moderna världsbilden. Beskrivningar över planeterna finner man ju dessutom i de flesta populära framställningar, där speciellt Mars brukar dominera, men man tycker nog att det utrymme, som i denna bok ägnas åt beskrivning av försöken att få radiokontakt med planeten Mars, hellre kunde använts för några faktiska uppgifter om de fysikaliska förhållandena.

Solen får en utförlig behandling, och i kapitlet »Stjärnor och vintergator» diskuteras bl. a. vår egen vintergata utförligt. En avdelning i detta kapitel handlar om radioastronomi, där man dock saknar hänvisning till den tidigare i boken återgivna intressanta skissen över vår vintergata och dess rotation.

Som helhetsomdöme måste man säga, att boken är lättläst, men man har ingen känsla av att populariseringen gått ut över innehållets syfte att skänka läsaren en god allmänbildning på det astronomiska området. Egentligen fordrar boken inga förkunskaper. Det må framhållas att den lämpar sig mycket bra för skolstadiet, och man skulle nästan önska att boken lästes av alla elever, som har astronomi på sitt skolschema, men man får kanske inskränka sig till att hoppas, att de lärare som undervisar i astronomi tar del av innehållet. De skall inte göra det förgäves. Boken är illustrerad med ett 50-tal fotografier, många av senaste datum, och ett 60-tal förklarande teckningar, som med fördel kan användas som ett mycket intresseväckande material vid astronomiundervisningen. I omedelbar anslutning till de olika kapitlen ges ett stort antal värdefulla referenser. *Nils Hansson*

Oskar Höfling, *Lehrbuch der Physik.* Ausgabe A (für naturwissenschaftliche Gymnasien): Mittelstufe, 3. Aufl., 1957, 456 S., DM 7.50; Oberstufe, 3. Aufl., 1957, 736 S., DM 11.50. Ausgabe B (für sprachlich gerichtete Gymnasien sowie Mädchenschulen): Mittelstufe, 3. Aufl., 1957, 303 S., DM 5.90; Oberstufe, 2. Aufl., 1956, 500 S., DM 7.90. — I särtryck kan dessutom erhållas: Wetterkunde und Astronomie (aus Mittelstufe, Ausgabe A), 1955, 48 S., DM 1.50 och Atombau und Quantentheorie (aus Oberstufe, Ausgabe A), 1957, 151 S., DM 6.60. Dümmlers Verlag, Bonn.

De båda böckerna i Ausgabe A är avsedda för naturvetenskapliga gymnasier, medan motsvarande böcker i Ausgabe B är avpassade för fysikundervisningen vid språkligt inriktade gymnasier och flickskolor. I båda fallen utgör Oberstufe en utbyggnad och ett fördjupande av den grundkurs, som meddelas i Mittelstufe. Kunskapsinnehållet är

överväldigande stort på de tättryckta sidorna jämfört med de läroböcker som används vid svenska realgymnasier, för att nu inte tala om de tunna häften, som begagnas vid den obetydliga fysikundervisningen på vår allmänna linje och latinlinje. Enligt förorden är det dock icke meningen att de tyska gymnasisterna skall tillägna sig alla de i böckerna behandlade områdena med samma grundlighet, och tyska kursplaner ger i många fall läraren en viss frihet vid urval av lärostoff. Läroboken har godkänts av tyska skolmyndigheter i praktiskt taget hela Väst-Tyskland.

Det är sällan man i en lärobok i fysik finner någon utförligare behandling av arten av den kunskap, som fysiken ger, men förf. återkommer ofta till detta tema, vilket han alldeles tydligt anser böra ingå i en elementär kurs i ämnet. Efter de två första kapitlen i Oberstufe, som behandlar mekanik samt ämnenas uppbyggnad och egenskaper, gör han sålunda en sammanfattning av den klassiska, mekanistiska världsbilden, vars tre huvudegenskaper anses vara kontinuitet, kausalitet och objektiverbarhet. I samband härmed beskrives fysikens båda arbetsmetoder: den induktiva, experimentella och den deduktiva, teoretiska, varvid den induktivas dominerande roll i den elementära undervisningen kraftigt betonas. Detta präglar också framställningen i alla böckerna. Efter kapitlen elektricitet och magnetism, ljuslära, elektromagnetiska vågor, kvantteori och atomfysik återkommer han i slutkapitlet — fysikens betydelse för naturfilosofien — ånyo till kunskapsteoretiska frågor, vilka här behandlas från modern fysikalisk ståndpunkt. Fysikern har funnit, att naturen icke rättar sig efter hans tankevanor, och ej heller sker fysikaliska förlopp med något slags tankenödvändighet. Fysiken är i första hand en erfarenhetsvetenskap, efter vars resultat logikens mönster måste avpassas.

Ämnesgrupperingen i Mittelstufe är icke densamma som i Oberstufe. I Mittelstufe behandlas värmeläran och ljuset före mekaniken, och meteorologien har i Mittelstufe A fått ett utrymme jämförligt med astronomiens, medan Oberstufe icke innehåller något om de sistnämnda disciplinerna. I Oberstufe A avfärdas den geometriska optiken på 3 av lärobokens mer än 700 sidor, medan vår uppfattning om ljusets natur behandlas med stor utförlighet, men i Mittelstufe A ingår en utförlig kurs i geometrisk optik. I Oberstufe A har vidare vågrörelseläran och ljudläran införts i kapitlet mekanik, vilket utöver vår realgymnasiekurs innehåller fältteori, relativt utförlig behandling av rörelsemängd och tröghetsmoment samt relativitetslärans grunder. I värmeläran behandlas huvudsatserna och entropibegreppet. Elektriska och magnetiska fält behandlas utförligt och naturligtvis även de elementära grunderna av kvant- och vågmekanik samt atomkärnans och atomhöljets fysik. I det sistnämnda kapitlet lägger man märke till ett

vackert dimkammarfotografi av kvävekärnors beskjutning med α-partiklar, taget av elever vid ett gymnasium i Bonn.

I frågor av teknisk art behandlas i regel endast de fysikaliska grunderna. Såsom måttsystem användes MKS. Det åskådligt modellmässiga tänkesätt, som präglade den tidigare atomfysiken, beskrives. Modellföreställningarnas möjligheter och gränser utredes i samband med den vågmekaniska och kvantfysikaliska beskrivningen av atomernas byggnad.

Några synpunkter på sakinnehållet kan givetvis framhållas. Kraft och motkraft i Newtons tredje lag är naturligtvis av samma slag, men ett omnämnande därav är av pedagogiskt värde. Corioliskraften medför att alla mekaniska experiment ej försiggår på samma sätt i det inre av ett oceangående fartyg som på fasta land. Den vågrörelse, som man observerar bakom ett hål i en skärm, låter sig tydas med hjälp av antagandet av de Huygenska elementarvågorna, men den är icke något bevis för dessa vågors existens vid fortplantningen av en ostörd vågfront. Den Brownska rörelsen och dess betydelse för kinetiken och atombegreppets utveckling omnämnes icke.

I förf:s pedagogiska arsenal ingår många frågor i texten att besvaras av läsaren samt mängder med experiment. Den matematiska behandlingen av ämnet kräver i Oberstufe A förkunskaper, som ungefär motsvarar matematikkursen på vår matematiska gren. Som exempel på experiment kan nämnas en anordning för alstring av mekaniska kippsvängningar i avsikt att förtydliga de motsvarande elektriska. Jämförelsen är välgörande korrekt.

Höflings läroböcker i fysik är utan tvekan något av det bästa som skrivits på detta område. De fortsätter med framgång den rika tyska tradition, som främst representeras av namnen Grimsehl och Pohl. De utförliga och välskrivna böckerna, som icke endast används vid tyska realgymnasier utan t. o. m. i flickskolor, kan verkligen ge en god insikt i fysikens grunder och representerar en högre värdering av naturvetenskapernas betydelse för kulturlivet i vår tid än vad som f. n. är fallet vid svenska gymnasier. Alla böckerna rekommenderas varmt, i synnerhet Oberstufe A, som till innehållet står på gränsen mellan gymnasie- och universitetskurs och är en lärobok med stort pedagogiskt värde samt en pålitlig uppslagsbok.

Birger Grundström

E. R. Parker, *Brittle Behavior of Engineering Structures.* J. Wiley & Sons, New York/Chapman & Hall, London, 1957. Pp. 323, $ 6.00.

Under vintern 1942—1943 inträffade en serie haverier med stora svetsade fartyg, som i flera fall bröts itu även vid mycket måttlig sjögång och belastning. Dessa händelser — till en början helt oför-

klarliga — satte igång en intensiv forskning, som under krigstrycket bedrevs i målmedveten samordning mellan ingenjörer, metallurger och kemister.

En översikt av resultaten från detta arbete i USA presenteras nu. Problemet som studerats kan i korthet beskrivas så: Vilka faktorer medför att stål, som under normala betingelser är segt och uppvisar segt brott, under vissa förhållanden är sprött och uppvisar sprött brott?

Man har funnit att tendensen till sprödbrott är stor t. ex. vid skarpa anvisningar och vid låga temperaturer. Vidare har stålets värmebehandling den största betydelse, liksom eventuell förekomst av egenspänningar på grund av ojämn upphettning, t. ex. vid svetsning.

Dessa faktorer diskuteras var för sig i bokens olika kapitel, hela tiden i anslutning till mätresultat från de otaliga prov som utförts. De funna sambanden diskuteras endast kvalitativt, vilket också är det enda möjliga, då någon enkel fysikalisk modell ännu ej uppställts. Sprödbrottproblemet är nästan helt metallurgi och mycket litet mekanik.

På nära 60 sidor i bokens slut redogöres, rätt detaljerat, för de mer märkliga fallen av sprödbrott i större konstruktioner. Bland dem kan nämnas den sirapscistern i Boston som plötsligt rämnade, varvid 12 personer dränktes i den framvällande sirapen, som även förstörde närliggande hus och spårväg.

Sprödbrottens lömska karaktär — de inträffar ju utan någon synlig föregående plastisk deformation — gör dem till ett av konstruktörens största problem. Denna bok ger många tips om hur det skall kunna bemästras. *Jan Hult*

Werner Schramm, *Chemische und biologische Laboratorien.* Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr., 1957, 250 S., DM 50: —.

»Schenken Sie Ihre Aufmerksamkeit den geweihten Stätten, die man mit dem vielsagenden Wort Laboratorium bezeichnet. Sie sind die Tempel der Zukunft, des Wohlstandes und des Gedeihens. Hier ist es, wo die Menschheit grösser, stärker, besser wird. Hier lernt sie in den Werken der Natur lesen, Werken des wahren Fortschrittes und Weltumfassenden Einklanges, während ihre eigenen Werke nur allzuoft Werke der Barbarei, des Fanatismus und der Zerstörung sind.»

Med dessa tänkvärda ord av Pasteur inleder Werner Schramm den bok, som bär den i mångas öron kanske prosaiska titeln »Chemische und biologische Laboratorien. Planung, Bau und Einrichtung». Den som till äventyrs trott, att de grundliga tyskarna icke lämnat något område utan beaktande, får inledningsvis veta, att en sammanhängande framställning av laboratoriebyggandets problem hittills saknats på tyska språket. Att boken, när den nu kommit, verkligen har en

stor mission att fylla, får man ett starkt intryck av redan vid den första bekantskapen. Arbetet vill ingalunda göra anspråk på att vara en sista instans, till vilken man kan vädja, om delade meningar skulle råda. Därtill finnas alltför många åsikter om hur man skall bygga och inreda ett laboratorium. Men just existensen av dessa divergenser pekar på behovet av en bas för tankeutbytet.

Att vetenskapsmännen och pedagogerna måste ha ett mycket stort inflytande vid utformandet av ett laboratorium, därom kan Schramms bok ge besked. I sjutton kapitel behandlas planritningar, tekniska installationer, inredning och utrustning av såväl kemiska som biologiska laboratorier. Då den moderna kemien och biologien i allt större utsträckning begagnar sig av fysikaliska undersökningsmetoder, har det ansetts nödvändigt att beakta även för dessa lämpade lokaler. Uppgifterna beledsagas av icke mindre än 904 illustrationer, vilka antingen utgöra ritningar eller fotografier av hög klass. De många detaljuppgifterna äro stundom illustrerade, stundom tabellerade. Boken avslutas med en litteraturförteckning omfattande 240 arbeten. Den rekommenderas varmt åt alla av laboratorieproblem intresserade och särskilt åt dem, som ha byggnationsproblem på sitt program.

Sven Algéus

G. Kortüm, *Lehrbuch der Elektrochemie*, 2. Aufl. Verlag Chemie, Weinheim, 1957, 564 S., DM 35.80.

Första upplagan av denna redan välkända lärobok i elektrokemi utkom 1948. Den följdes 1951 av en översättning till engelska under bearbetning och utvidgning till två band av J. O. M. Bockris. För att i den nu föreliggande andra tyska upplagan hålla omfånget till ett band har vissa i den engelska upplagan nya moment (experimentalteknik, fysikaliska data och räkneproblem) ej kunnat medtagas. Samlingen av elektrokemiska konstanter har dock under tiden utgivits separat (B. E. Conway, Electrochemical Data, Elsevier 1952).

I det första kapitlet behandlar Kortüm kortfattat det elektriska fältet och härleder bl. a. Poissons differentialekvation för sambandet mellan potentialfördelning och laddningstäthet. Denna kommer sedermera till användning i Debye-Hückels elektrolytteori samt i Sterns teori för det elektrokemiska dubbelskiktet i fasgränsytor. Det andra kapitlet ger en framställning av termodynamikens grunder. Det borde ha kunnat ersättas med värdefullare, rent elektrokemiskt stoff. I en avancerad lärobok som denna, som är avsedd för trebetygs- och licentiatstadiet, bör de termodynamiska grundlagarna förutsättas vara kända. En sammanställning av formelapparaten samt använda beteckningar borde vara tillfyllest.

I de följande kapitlen behandlas joners solvatation, starka och

svaga elektrolyter, joners ömsesidiga påverkan i elektrolytlösningar, elektrolytisk ledningsförmåga, elektromotoriska krafter och elektrodpotentialer, syror och baser, olika potentialdifferenser vid fasgränsytor, elektrodprocessers kinetik och elektrokemisk polarisation. Författaren använder här uttrycket elektrisk polarisation, vilket förefaller olämpligt, då det kan förväxlas med den dielektriska polarisationen i isolatorer i elektriska fält, ett fenomen som f. ö. också behandlas i boken. Hela tiden är framställningen klar och exakt och matematiskt fast förankrad i termodynamik och fysik.

Men även flera av elektrokemiens praktiska tillämpningar behandlas, ehuru mera kortfattat, nämligen elektrolytisk metallbeläggning, galvaniska element och ackumulatorer, smältelektrolytisk framställning av metaller, korrosion och korrosionsskydd samt vidare polarografi, elektroanalys, pH-mätning, konduktometrisk och potentiometrisk titrering. Även nervretningens elektrokemi beröres.

Kortüms bok torde vara den bästa framställning av teoretisk elektrokemi som f. n. är tillgänglig. *G. Wranglén*

Cheves Walling, *Free Radicals in Solution.* John Wiley & Sons, Inc., New York/Chapman & Hall, Ltd., London, 1957, Pp. xii+631, $14.50.

De fria radikalernas kemi skiljer sig i viktiga avseenden från jonernas. Förekomsten av en udda elektron leder ofta till bildning av reaktionskedjor av avsevärd längd, ty en radikal kan som regel endast »neutraliseras» av en annan radikal, och dylika uppträda ej lika gärna som joner i ett vanligt reaktionsmedium.

Ehuru inte minst i praktiskt avseende viktiga ha de radikalartade reaktionerna ej behandlats lika ofta och utförligt som jonreaktionerna i de gängse monografierna av fysikaliskt-organiskt innehåll. Föreliggande arbete bör därför vara ett välkommet komplement till detta bokbestånd och en god hjälp för dem som arbeta inom området. Författaren anger för övrigt själv i företalet att ingen mer innehållsrik översikt utkommit under de senaste tio åren.

En viktig roll i framställningen, liksom i praktiken, spela polymerisationsreaktionerna, kring vilka bl. a. den reaktionskinetiska behandlingen byggs upp. Ett för alla organiska kemister värdefullt avsnitt är kapitlet om autoxidation.

Framställningen är enkel och innehåller knappast några »svåra» partier, även om man på sina håll skulle önska något utförligare motiveringar och förklaringar.

Att åtminstone ett nyare svenskt arbete har förbisetts kan icke förnekas, men det är glädjande att Bäckströms klassiska insats på 1920- och 30-talen kommit till sin rätt i inledningen.

En noggrannare korrekturläsning kunde kanske ytterligare ha

minskat antalet tryckfel, som emellertid på intet sätt är förargelseväckande stort. Den i dessa sammanhang så viktiga punkten (symbol för den oparade elektronen) är ju också ovanligt lätt förkommen vid sättning av invecklade formler.

Boken kan rekommenderas och torde få sin givna läsekrets. Man får hoppas att det höga priset (utstyrseln är på intet sätt påkostad) inte är ett förebud till en allmän prisstegring på amerikanska böcker.

Lars Melander

Artur Boström, *Fotografisk kemi.* Nordisk Rotogravyr, Stockholm 1956, 224 s., kr. 22: —.

Den nötta frasen, att »den fyller ett länge känt behov» kan verkligen användas om denna lärorika och välskrivna bok. Jag har läst den med både behållning och nöje. Det är till dem, som äro intresserade av fotografisk teknik, som författaren främst vänder sig, och största delen av boken upptas av metodiska råd och recept för det praktiska arbetet. Tabeller över vanliga fel och sättet att förebygga eller bota dem jämte reproduktioner av typiska fotografier torde vara värdefulla för både den erfarne och den mindre försigkomne amatören.

Men också den, som inte själv arbetar med plåtar och film utan ser saken från fysikerns eller kemistens synpunkt, har mycket att hämta. I kapitlet om svärtningskurvan ger förf. skickligt en elementär utredning av sambandet mellan exponering, svärtning och framkallning. I anslutning härtill redogöres för några »fotografiska effekter» såsom svart blixt, positiva negativ och bilder, som försvinna vid infraröd-belysning. Teorien för den latenta bilden på grundval av åsikterna om jonledning i bromsilverkorn refereras på ett utmärkt sätt. De elektronmikroskopiska bilderna äro förträffliga. Kapitlet om avancerad kopieringsteknik, som bl. a. behandlar färgbilder på papper, bör kunna glädja många fotovänner.

Då man kan räkna med att många lärare gärna sätta detta arbete i handen på intresserade elever, måste några skönhetsfel påpekas. Förf. skiljer i recepten mellan *torrt* och *kristalliserat* salt. Det senare uttrycket användes om salter med kristallvatten! Att kalla vattenfria salter torra är lika misslyckat, och förkortningen *sicc*, som står efter föreningens namn, är inte, som förf. förklarar det, en förkortning av siccus = torr utan av siccatus = torkad. Observera, att t. ex. dinatriumfosfat sicc. är $Na_2HPO_4(H_2O)_2$. Schemat för spädning av lösningar duger inte, om man räknar med volymsdelar, och beräkningen av ekvivalentvikt kan inte göras med textens vaga begrepp »valens». Enligt min mening är det galet att säga, att joner äro elektriskt laddade molekyler och att anod och katod äro laddade »då strömmen flyter fram». Det mycket lovvärda försöket att förklara vad pH är,

måste jag anse mindre lyckat: pH-skalan är inte graderad från 0 (»starkaste surt») till 14 (»starkaste alkaliskt») — inte ens på allmänna linjen bör man få ge denna framställning, ehuru Läroboksnämnden en gång gav sin välsignelse! Förf:s utläggning av sambandet mellan vätejoners koncentration och aktivitet är säkert obegriplig för den som inte förut vet vad det gäller. Man kan inte rimligen säga, att aktiviteten — som är ett termodynamiskt begrepp — »utvecklas» vid surhetsmätningar.

En retuschering på vissa punkter behövs till 2:a upplagan, och ett sakregister skulle öka den innehållsrika bokens användbarhet som uppslagsbok. *Bertil Englund*

Forts. sid. 86.

Problemavdelning[1]

Matematiska uppgifter

2143) *I en given cirkel är inskriven en triangel ABC, i vilken* $b+c=ma$, *där* m *är ett givet tal* > 1. *Sök enveloppen för linjen BC, då hörnet A är fixt.* *X.*

2144) *Man har* $x+y+z=0$. *Två konjugattal tecknas* u, $\bar{u}$. *Sök enkla samband mellan de cykliska summorna a)* $\Sigma x\bar{x}$ *och* $\Sigma(x-y)(\bar{x}-\bar{y})$ *b)* $\Sigma x^2\bar{x}^2$ *och* $\Sigma(x-y)^2(\bar{x}-\bar{y})^2$. *X.*

2145) *I triangeln ABC med ytan T är medianen* $AM=m_a$. *Beräkna avståndet mellan fokus och styrlinje i den parabel, som tangerar AB och AC i B resp. C.* *V. Thébault*

Enklare matematiska uppgifter[2]

2146) Två mot varandra vinkelräta linjer genom origo, O, skär i M och N linjen genom $A\,(4;-1)$ och $B\,(-4;5)$ så, att sträckorna AB och MN får samma mittpunkt. Ange ekvationerna för linjerna OM och ON.

Svar: $x-2y=0$ och $2x+y=0$.

2147) Av två parallella linjer, som delar sträckan $A\,(2;0)$ $B\,(5;0)$ harmoniskt, går den ena genom $(4;2)$, den andra genom $(8;4)$. Sök linjernas ekvationer.

Svar: $x=4$ och $x=8$ eller $8x-11y-10=0$ och $8x-11y-20=0$.

[1] Denna avdelning redigeras av adjunkt S. BÅGMAN, till vilken uppgifter och lösningar kunna insändas under adress: Banérgat. 33, Stockholm Ö.

[2] Uppg. 2146—2149 äro insända av *X.*, 2150—2154 av *I. Gunsjö.*

2148) Två cirklar med medelpunkterna O och O_1 tangerar samma räta linje i A resp. A_1 och skär varandra i P. Sök vinkeln mellan tangenterna i P, då linjerna OA_1 och O_1A är vinkelräta mot varandra.

Svar: 60°.

2149) På ett lutande plan ligger en liksidig triangel. Två av sidorna bildar vinklarna 20° och 30° med horisontalplanet. Sök planets lutning.

Svar: 30,75° eller 57,88°.

2150) Ange ekvationen för en linje, som är både tangent och normal till kurvan $x^2y=1$.

Svar: $4y=\pm x\sqrt{2}+3\sqrt[3]{2}$.

2151) En normal i punkten $(a;\ 1/a^2)$ till kurvan $x^2y=1$ råkar kurvan i punkterna A och B. Hur stor är ytan mellan linjen AB och bågen AB?

Svar: $|\,(1-2a^6)^{\frac{3}{2}}:a^7\,|$. Villkor: $a^6<0{,}5$.

2152) Visa, om $cy^2=(x^4+1)\sqrt{x^4+4}-x^2(x^4+3)$, så är $y'\sqrt{x^4+4}+3xy=0$.

2153) Tangenten i en punkt P på kurvan $y=ax^3+bx+c$ råkar kurvan i Q. Sök orten för mittpunkten av sträckan PQ.

Svar: $y=28ax^3+bx+c$.

2154) Konstruera kurvan $3y\cos x=3-\operatorname{tg} x$.

Svar: Asymptoter: $x=\frac{1}{2}\pi+n\pi$. Minima: $\frac{5}{12}\sqrt{5}$ och $-\frac{2}{3}\sqrt{2}$. Maxima: $\frac{2}{3}\sqrt{2}$ och $-\frac{5}{12}\sqrt{5}$.

Lösningar till uppg. 2112—2114

2112) *Lös ekvationssystemet*

$$x+y+z=(ax+by+cz):(a+b+c)=(a^2x+b^2y+c^2z):(a+b+c)^2=-xyz.$$

X.

Av $x+y+z=(ax+by+cz):(a+b+c)$ erhålles $(b+c)x+(a+c)y+(a+b)z=0$. Av $(ax+by+cz)(a+b+c)=a^2x+b^2y+c^2z$ erhålles $a(b+c)x+b(a+c)y+c(a+b)z=0$. Elimineras z och y, fås $(b+c)(c-a)x=(c+a)(b-c)y$ resp. $(b+c)(a-b)x=(a+b)(b-c)z$. Sätt därför $x=k(b-c)/(b+c)$, $y=k(c-a)/(c+a)$, $z=k(a-b)/(a+b)$. Insättes dessa värden i ekv. $x+y+z=xyz$, blir (enl. uppg. 2069) $k=0$ och $k=\pm 1$. *Z.*

Även löst av *Gymnasist, M. Björkman, E. R. Levanto, R. Li., V. Gamst, E. Samén, J. A. Sandelin.*

2113) *Två cirklar O och O_1 tangerar en rät linje i A resp. A_1; $A \neq A_1$. Om den med linjen parallella tangenten till O skär O_1 i Q och $AA_1 = A_1Q$, vad vet man då ytterligare om cirklarna?*

V. Thébault

I. Inverteras O och O_1 med A_1 som centrum och potensen A_1A^2, övergår O i sig själv och O_1 i lydelsens med AA_1 parallella tangent. På grund av vinkelinvariansen innebär detta, att cirklarna tangerar varandra. Specialfall av uppg. 2070. *S. B.*

II. Om A_1O_1 skär linjen genom Q i P, erhålles $A_1Q^2 = A_1P^2 + O_1Q^2 - O_1P^2 = 4r^2 + r_1^2 - (2r - r_1)^2 = 4rr_1$, där r och r_1 är resp. radier. Längden av den gemensamma tangenten till två cirklar som tangerar varandra utantill, är emellertid $2\sqrt{rr_1}$, varför O och O_1 tangerar varandra.

A. Pleijel.

Även löst av *M. Björkman, E. R. Levanto, R. Li., V. Gamst, N. J., J. A. Sandelin.*

2114) *Två varandra skärande räta linjer och en punkt H utanför båda äro givna. Sök orten för en punkt, vars spegelbilder i de givna linjerna ligger i rät linje med punkten H.*

Journal de mathématiques élémentaires

I. Linjerna råkas i O. Konstruera den triangel OP_1P_2, i vilken H är ortocentrum och de givna linjerna sidor. Orten är då cirkeln OP_1P_2. Är nämligen P en punkt på cirkeln samt N_1 och N_2 dess projektioner på linjerna, är N_1N_2 Simsonlinjen, som enligt en känd sats halverar sträckan PH. Då måste även spegelbilderna av P och punkten H bilda en rät linje. Inga andra punkter P uppfyller villkoret. *S. B.*

II. Om en linje l genom H skär de givna linjerna i Q_1 och Q_2, så går denna linjes spegelbilder i de givna: 1) genom spegelbilderna H_1 och H_2 av H, 2) genom ortpunkten P. När l varierar, vrider sig dess spegelbilder med samma hastighet som l men båda åt motsatta hållet. Vinkeln $Q_1PQ_2 = 180° - 2v$, om $v < 90°$ är vinkeln mellan linjerna. Alltså är orten cirkeln H_1H_2O. Är linjerna vinkelräta, blir det sönderfall i H_1OH_2 och ∞-linjen. Saken kan också uttryckas så: P är fokus i en parabel, vars styrlinje går genom H och som tangerar de givna linjerna. Man får då undantaga O och ortens skärningspunkter med linjerna.

X.

Även löst av *M. Björkman, E. R. Levanto, R, Li., A. Pleijel, V. Gamst, J. A. Sandelin.*

Fyllnadsprövning efter studentexamen

Januari 1958

Matematiska uppgifter[1]

Reallinjens matematiska gren

1. P är en punkt på kurvan $y=x^3$ i första kvadranten i ett rätvinkligt koordinatsystem. X och Y är projektionerna av P på x- respektive y-axeln; O är origo. Rektangeln $OXPY$ delas av kurvan i två delar. Bevisa, att förhållandet mellan delarnas ytor är konstant, dvs. oberoende av P:s läge. Ange även detta förhållande.
2. I en pyramid med kvadratisk basyta bildar två motstående sidoytor invändigt vinklarna 30° respektive 135° med basytan. De båda övriga sidoytorna bildar lika stora vinklar med basytan. Hur stora är dessa?
3. Den räta linjen $3x+4y-7=0$ tangerar kurvan $16y=x^3+ax^2+3ax+b$ i dennas inflexionspunkt. Bestäm konstanterna a och b.
4. Funktionen $f(x)$ definieras på följande sätt:
   $f(x)=x^2$, då $x\leqq 1$; $f(x)=x^3+ax^2+bx+c$, då $x>1$.
   Bestäm konstanterna a och b, uttryckta i den tredje konstanten c, så att $f(x)$ blir kontinuerlig för $x=1$ och så att kurvan $y=f(x)$ har en bestämd tangent, då x-koordinaten är 1. — Det erfordras inte men betraktas som en förtjänst, att man undersöker, för vilka värden på c den erhållna kurvan skär igenom tangenten i den kurvpunkt, som har x-koordinaten 1.
5. Till ellipsen $x^2+4y^2-4=0$ drages tangenten i en godtycklig punkt P på kurvan. T är tyngdpunkten i den triangel, som bildas av koordinataxlarna och den nämnda tangenten. Bestäm ekvationen för orten för T, när P genomlöper ellipsen, och upprita ortkurvan i dess huvuddrag. Undersök speciellt, hur T rör sig, när P närmar sig axlarnas ändpunkter.

[1] Enligt gymnasiereformen av år 1953, som tillämpas vid studentexamen fr. o. m. v. t. 1957.

Allmänna anvisningar för alla examensprov: Införda beteckningar bör förklaras och uppställda ekvationer motiveras. Resonemang, lösning av ekvationer och genomförande av uträkningar får icke vara så knapphändiga, att de blir svåra att följa. Geometriska uppgifter skall åtföljas av figurer, ritade med blyerts med hjälp av passare och linjal. — För provet i *fysik* tillkommer att enheterna anges och att konstanter, som ej är uppgivna i texten, hämtas ur formelsamlingen.

6. AC är en korda i en halvcirkel med diametern AB och medelpunkten O. Radien OD är parallell med AC. Genom D drages en linje parallellt med AB. När vinkeln BAC varierar från 0° till 60°, skär kordan AC den nämnda parallella linjen i en punkt E. Sträckorna DE och EC samt bågen CD begränsar en figur DEC. Hur stor är vinkeln BAC, när denna figur har största möjliga yta?
7. Mantelytan till en rät cirkulär cylinder kan omformas till en tetraeder på följande sätt. Var och en av de båda cirkellinjer, som begränsar manteln, kläms ihop till en kantlinje i tetraedern. En sådan kantlinjes längd blir sålunda hälften av cirkelns omkrets. De båda så uppkommande kantlinjerna skall vara vinkelräta mot varandra. Bestäm förhållandet mellan cylinderns höjd och basradie, så att den uppkommande tetraedern blir reguljär.
8. Två parabler har parallella och lika riktade axlar. Bevisa, att antalet gemensamma tangenter till de båda kurvorna är lika stort som antalet skärningspunkter mellan dem.

Resultat: **1.** 1:3. **2.** $\operatorname{tg}\alpha=\sqrt{3}+1$; $\alpha=69{,}90°$. **3.** $a=12$, $b=92$ eller $a=-3$, $b=27$. **4.** $a=c-1$; $b=1-2c$. Kurvan skär igenom tangenten ifråga, om $c<-2$. **5.** Ortens ekv. är $4/x^2+1/y^2=9$. Då kurvan är symmetrisk m. a. p. båda axlarna, kan man inskränka studiet till första kvadranten. Den existerar här för $x>\frac{2}{3}$ och $y>\frac{1}{3}$ och har $x=\frac{2}{3}$ och $y=\frac{1}{3}$ till asymptoter. Då P närmar sig storaxelns resp. lillaxelns ändpunkter, avlägsnar sig T obegränsat från origo och närmar sig asymptotiskt till $x=\frac{2}{3}$ resp. $y=\frac{1}{3}$. **6.** 36°. **7.** $\pi\sqrt{3}:2$. **8.** Sökes skärningspunkterna mellan två dylika parabler, erhålles samma diskriminant som vid uppsökandet av gemensamma tangenter (enl. känd metod) så när som på en positiv faktor.

Reallinjens biologiska gren

1. I en konvergent oändlig geometrisk serie är kvoten inverterade värdet av första termen. Seriens summa är lika med -2. Bestäm första termen.
2. Av hörnen i romben $OABC$ ligger O i origo, A på y-axeln och B i punkten $(-3; 9)$. Bestäm koordinaterna för hörnen A och C, samt beräkna rombens yta.
3. I en regelbunden fyrsidig pyramid bildar en sidoyta 60° vinkel med basytan. Bestäm förhållandet mellan radien i den kring pyramiden omskrivna sfären och pyramidens höjd.
4. Bestäm konstanterna a, b och c, så att den räta linjen $y=ax$ blir normal till kurvan $y=x^3+bx+c$ i punkten $(-2; \frac{2}{9})$. Konstruera därefter kurvan.

5. I en kvadrat $ABCD$ utdrages sidorna AB, BC, CD och DA till punkterna B', C', D' respektive A', så att förlängningarna blir lika stora. Visa, att dessa punkter utgör hörn i en kvadrat. Om dennas yta är dubbelt så stor som den ursprungliga kvadratens, hur stor vinkel bildar då sidan $A'B'$ med förlängningen av sidan AB?
6. Ett visst radioaktivt preparat sönderfaller, och dess vikt avtar med tiden. Om ett stycke av preparatet vid början av en tidsperiod på t minuter väger a mg, kan dess vikt, y mg, vid slutet av nämnda period beräknas enligt formeln $y=a\cdot e^{-kt}$, där k är en positiv konstant. Ett stycke av detta preparat vägde vid ett tillfälle 56,7 mg och 4 tim 56 min senare 40,5 mg. Beräkna preparatets halveringstid, dvs. den tid det tar, för att vikten av ett stycke av preparatet skall minskas till hälften.
7. En rektangel $OABC$ har hörnet O i origo och hörnen A och C i punkterna $(4a; 0)$ respektive $(0; 5b)$, där a och b är positiva konstanter. En punkt P är belägen på sammanbindningslinjen mellan punkterna D $(0; 2b)$ och E $(4a; 4b)$. Den med y-axeln parallella linjen genom punkten P skär sidorna OA och BC i punkterna F respektive G. Uttryck summan av ytorna av parallelltrapetsen $OFPD$ och $BGPE$ som funktion av abskissan för punkten P. Undersök och åskådliggör grafiskt, hur denna funktion varierar, när punkten P rör sig från D till E.
8. Funktionen $f(x)$ definieras på följande sätt:
$f(x)=x^2+9x$, då $x\leqq 0$; $f(x)=x^3-6x^2+ax+b$, då $x>0$.
Bestäm konstanterna a och b, så att $f(x)$ blir kontinuerlig för $x=0$ och så att kurvan $y=f(x)$ får en bestämd tangent, då x-koordinaten är 0. Konstruera därefter kurvan $y=f(x)$, och beräkna ytan av det slutna område, som begränsas av kurvan och positiva x-axeln.

Resultat: **1.** $-(1+\sqrt{3})$. **2.** $A(0; 5)$, $C(-3; 4)$. Ytan 15 ytenh. **3.** $\frac{5}{6}$. **4.** $a=-\frac{1}{9}$, $b=-3$, $c=2\frac{2}{9}$. Max. i $(-1; 4\frac{2}{9})$, min. i $(1; \frac{2}{9})$. **5.** 15°. **6.** 610 min. **7.** Om x är P:s abskissa, är summan av ytorna $= b(x^2-2ax+16a^2)/2a$, som har min. 7,5 ab för $x=a$ och gränsmaxima $8ab$ och $12ab$ för $x=0$ resp. $4a$. **8.** $a=9$, $b=0$. Max. i $(1; 4)$, minima i $(-4\frac{1}{2}; -20\frac{1}{4})$ och $(3; 0)$. Den sökta ytan är $6\frac{3}{4}$ ytenh.

Allmänna linjens sociala gren

1. En triangel, vars vinklar förhåller sig som 2:3:4, är inskriven i en cirkel. Hur många procent av cirkelns yta ligger utanför triangeln?
4. En byggmästare hade vid årsskiftet 1957—58 två spekulanter på en villa. Den ene erbjöd 40 000 kr kontant genast och 1 000 kr vid slutet av vart och ett av åren 1958 t. o. m. 1977. Den andre erbjöd

20 000 kr kontant omedelbart och 4 000 kr vid slutet av vart och ett av åren 1958 t. o. m. 1967. Vilket anbud var ekonomiskt fördelaktigast för byggmästaren, om han räknade med fast penningvärde och 5 % ränta på ränta?

Uppg. nr 2, 3, 5, 6, 7, 8 se biologiska grenen nr 1, 2, 3, 4, 6, 7.

Resultat: 1. 65,1 %. 4. Det förra anbudet var fördelaktigast. Anbuden var vid årsskiftet 1957—58 värda resp. 52 460 kr och 50 890 kr.

Matematiska uppgifter för latin- och realgymnasiet

Enl. 1933 års stadga

Latingymnasiet

1. Lös ekvationssystemet $\begin{cases} 5(x^2+y^2)=xy+9 \\ 5(x+y)=3xy+7 \end{cases}$
2. Sidorna AB, BC och CA i triangeln ABC är 7 cm, 3 cm respektive 8 cm. Från hörnet A drages normalen mot sidan AC. Den skär bisektrisen till vinkeln C i punkten D. Hur lång är sträckan CD?
3. I triangeln ABC är vinklarna A och B vardera 25,8°. Förlängningen av sidan AC skär bisektrisen till vinkeln B:s sidovinkel i punkten D. Bestäm förhållandet mellan sträckorna AB och AD.
4. Om man den 31 december 1955 har insatt 1000 kr. på s. k. premiesparkonto och denna summa får innestå orörd, så erhåller man vid utgången av år 1960 en sparpremie på 200 kr. Den insatta summan har då växt med ränta på ränta, varvid kapitalisering av räntan skett vid varje års slut; sparpremien tillkommer därutöver. Om räntefoten antas hela tiden vara 4 %, efter vilken räntefot skulle den insatta summan kunna sägas ha förräntats, om sparpremien räknas som ränteinkomst?
5. Om termerna i en konvergent oändlig geometrisk serie är t_1, t_2, t_3, ..., så är serierna t_1^2, t_2^2, t_3^2, ... och $(t_1-t_2)^2$, $(t_3-t_4)^2$, $(t_5-t_6)^2$, ... likaledes konvergenta oändliga geometriska serier. Hur stor är den förstnämnda seriens kvot, om den andra seriens summa är 5 gånger så stor som den tredjes?
6. Hörnpunkterna A och D i en rektangel $ABCD$ ligger på periferien av en cirkel med radien $\frac{3}{4}$ dm. Sidan BC tangeras av cirkeln i sin mittpunkt. Uttryck kvadraten på längden av diagonalen AC som funktion av längden av sidan AB, och åskådliggör denna funktion grafiskt. Bestäm med ledning härav eller på annat sätt det största värde, som diagonalens längd kan anta, och beräkna för detta fall rektangelns sidor.

7. Ett likbent parallelltrapets är omskrivet kring en cirkel. Avståndet mellan tangeringspunkterna på de icke parallella sidorna är $\frac{4}{5}$ av trapetsets höjd. Bestäm trapetsets spetsiga vinklar.
8. Sidorna AC och BC i triangeln ABC är 14 cm respektive 16 cm, och vinkeln B är 60°. En cirkel går genom hörnet A och tangerar sidan BC i hörnet C. Hur stor är denna cirkels radie?

Resultat: 1. $x_1=y_1=1$; $x_2=\frac{4}{3}$, $y_2=\frac{1}{3}$; $x_3=\frac{1}{3}$, $y_3=\frac{4}{3}$. 2. $\frac{16}{3}\sqrt{3}=9{,}238$ cm vinkeln $C=60°$). 3. 0,8006. 4. 7,2 %. 5. 0,5. 6. Om $AB=x$ dm, $AC=y$ dm, ås ur $y^2=3-3(x-1)^2$ att $AC_{max}=\sqrt{3}$ dm, då AB och AD är resp. 1 dm och $\sqrt{2}$ dm. 7. 53,13°. 8. $\frac{98}{9}\sqrt{3}=18{,}86$ cm eller $\frac{98}{15}\sqrt{3}=11{,}32$ cm.

Realgymnasiet. Allmän kurs

1. Lös ekvationen $3 \sin 3x \sin x=2 \sin^2 2x$.

Resultat: 4. $x=n\cdot 180°$ och $x=\pm 30°+n\cdot 180°$. Man har $\cos 2x=1$; $\cos 2x=\frac{1}{2}$.

Uppg. nr 1, 2, 5, 6 och 7 se biologiska grenen nr 2, 3, 4, 7 och 8 (utan ytberäkning). Nr 3 och 8 se resp. sociala grenen nr 4 och matematiska grenen nr 7.

Realgymnasiet. Specialkurs

1. En likbent triangels omkrets är konstant. Undersök, hur triangelns yta varierar, och ange, när den antar eventuella maximi- och minimivärden.
2. I ekvationen $a^2y=x^3+3ax^2$ är a ett positivt eller negativt tal. Visa, att motsvarande kurvas maximipunkt, minimipunkt och inflexionspunkt ligger på en bestämd rät linje, oberoende av värdet på a. Ange också denna linjes ekvation.
3. Visa, att funktionen $y=(1+\operatorname{tg}^2 x)^2$, där $x\neq\frac{1}{2}\pi+n\pi$, satisfierar differentialekvationen $4y\dfrac{d^2y}{dx^2}=16y^2+5\left(\dfrac{dy}{dx}\right)^2$.
4. Bestäm ekvationerna för de parabler, som har den räta linjen $y+2=0$ till styrlinje och går genom punkterna (4; 2) och (−8; 8).
5. P är en punkt på ellipsen $b^2x^2+a^2y^2=a^2b^2$ med brännpunkterna F F'. Då P genomlöper ellipsen, beskriver mittpunkterna på brännpunktsradierna PF och PF' var sin kurva. Bestäm längden av dessa båda kurvors gemensamma korda.
6. Från ena brännpunkten F i en hyperbel drages tangenterna till konjugathyperbeln. Tangeringspunkterna är A och B. Vilka värden kan vinkeln AFB anta?

7. Visa, att kurvan $y=\sin x+a\cos x$, oberoende av värdet på konstanten a, går genom vissa fasta punkter, och ange koordinaterna för dessa. Sök och konstruera därefter orten för kurvans maximipunkter respektive orten för dess minimipunkter. Åskådliggör slutligen i stora drag de typer, som kurvan uppvisar för olika värden på a.

Resultat: **1.** Om omkretsen är $3a$, så gäller att, då basen växer från 0 till a, växer ytan från 0 till max. (triangeln liksidig) för att sedan avta till 0, då basen växer till $1{,}5a$. **2.** $2x+y=0$. **3.** Derivera $\cos x=y^{-\frac{1}{4}}$ två gånger. **4.** $x^2=8y$ eller $(x-1{,}6)^2=14{,}4(y-1{,}6)$. **5.** Kordan=halva parametern. **6.** Värden mellan 0° och 90°. **7.** Införes hjälpvinkeln α, där $\operatorname{tg}\alpha=a$ med villkoret $-\frac{1}{2}\pi<\alpha<\frac{1}{2}\pi$, får ekv. formen $y=\sqrt{a^2+1}\cdot\sin(x+\alpha)$, som är en sinuskurva med max.$=\sqrt{a^2+1}$ och min.$=-\sqrt{a^2+1}$. De ovanför och under x-axeln liggande grenarna av $y=1/\sin x$ är orter för resp. max.- och min.-punkterna. — De fasta punkterna är $(\frac{1}{2}\pi+2n\pi;\,1)$ och $(\frac{3}{2}\pi+2n\pi;\,-1)$.

Uppgifter i fysik

1. En rulltrappa går från en våning till en 6 m högre upp belägen våning. Trappans hastighet är 30 m/min och trappstegens höjd är 20 cm. Trappans rörelseriktning bildar 30° vinkel med horisontalplanet. Hur många hästkrafter måste den motor, som driver trappan, utveckla, då 60 % av dess avgivna effekt kommer lyftarbetet tillgodo och trappan vid tillfället ifråga transporterar i genomsnitt 60 kg per trappsteg? Ändringarna i trafikanternas rörelseenergi vid på- och avstigandet kan lämnas utan avseende.
2. En horisontell stång AB är 20 cm lång och kan rotera kring en vertikal axel genom A. Ändpunkterna av ett 95 cm långt, lätt och otänjbart snöre är fästade i B och i en punkt C belägen vertikalt under A. På snöret är uppträdd en genomborrad kula M, som utan friktion kan röra sig längs snöret. Systemet bringas att rotera kring AC. Kulan glider därvid längs snöret med de båda delarna av snöret sträckta. Man avpassar nu rotationshastigheten så, att CM blir horisontell. Dess längd är då 45 cm. Beräkna det antal varv per minut, som systemet då gör. Från luftmotståndet mot kulan bortses. Figur erfordras. I denna skall anges de krafter, som verkar på M.
3. Kring en cirkulärcylindrisk mast med diametern 25 cm har man lagt en tunn ring, vars diameter är 27,5 cm. I en punkt P på ringen har man fäst ett snöre, som går över en högre upp på masten anbragt trissa. Den mellan ringen och trissan belägna delen av snöret är därvid vertikal. I snörets andra ändpunkt har man fäst

en tyngd. Ringen ligger då snett och berör masten i ändpunkterna av den diameter i ringen, som går genom P. Vilket är det minsta värde friktionskoefficienten mellan ringen och masten kan ha, om ringen ej skall glida längs masten? Ringens egen vikt kan lämnas utan avseende. Figur erfordras. I denna skall anges de krafter, som verkar på ringen.

4. En lins med styrkan 6,25 dioptrier befinner sig 10 cm framför en konvex spegel med 20 cm radie, varvid huvudaxlarna sammanfaller. Ljus från ett på huvudaxeln beläget, avlägset föremål infaller mot linsen, bryts i denna, reflekteras av spegeln för att slutligen åter brytas av linsen. Beräkna slutbildens läge. Enkel figur återgivande strålgången kräves.
5. Två galvaniska element har emk 1,40 V respektive 1,30 V. Det förstnämnda elementet anslöts till ett motstånd på 6,00 ohm. En voltmeter med hög resistans kopplades parallellt med motståndet och visade 1,20 V. Elementen kopplades därefter parallellt med varandra med polerna åt samma håll, och det så bildade batteriet slöts med motståndet på 6,00 ohm. Voltmetern visade, att spänningen över motståndet då var 1,23 V. Beräkna elementens inre resistanser. Erforderliga kopplingstrådars resistanser lämnas utan avseende. Kopplingsschema erfordras.
6. En strömkrets bildas av ett ackumulatorbatteri, ett motstånd med konstant resistans samt mättråden AB till en Wheatstones brygga. C är en längs tråden förskjutbar glidkontakt. Parallellt med AC inkopplas i serie en galvanometer och ett galvaniskt element, vars inre resistans skall bestämmas. Galvanometern blir strömlös, då sträckan AC är 754 mm. Till elementets poler anslutes därpå ett motstånd på 5,00 ohm. Kontakten C måste nu förskjutas 50,0 mm, för att galvanometern åter skall bli strömlös. Beräkna elementets inre resistans. Figur med kopplingsschema erfordras; strömriktningar samt strömkällornas poler skall klart markeras.
7. I ett elektronstrålrör med vätgas av lågt tryck förmår elektronerna gasen att lysa upp i elektronernas väg. I ett sådant rör av viss typ får elektroner från katoden passera genom ett hål i anoden, varvid de på andra sidan om anoden ger upphov till en rätlinjig, smal ljusstråle, den s. k. elektronstrålen. Om elektronerna i denna utsättes för ett magnetiskt fält av styrkan B weber per m^2, riktat vinkelrätt mot elektronernas rörelseriktning, påverkas varje elektron av en kraft, F newton, som är vinkelrät mot både fältriktningen och elektronernas rörelseriktning. För kraften F gäller att $F = B \cdot e \cdot v$, där e är elektronens laddning i coulomb och v är dess hastighet i m/sek. Elektronerna kommer därvid att röra sig i en cirkulär bana. Vid ett försök uppmättes radien i den cirkel, som elektronstrålen

bildade till 6,0 cm. Fältstyrkan var då $7{,}4 \cdot 10^{-4}$ Wb/m^2. Beräkna elektronernas hastighet. Förhållandet mellan elektronens laddning och massa kan sättas till $1{,}76 \cdot 10^{11}$ coulomb/kg.

8. Energienheten 1 elektronvolt (1 eV) är den ändring rörelseenergin hos en elektron undergår, när elektronen genomlöper ett elektriskt fält med spänningen 1 V. En miljon elektronvolt kallas 1 MeV. En kärnreaktion kan åstadkommas mellan två kärnor av tungt väte. Därvid bildas antingen en tyngre väteisotop, varvid 4,0 MeV energi frigöres, eller också bildas en lätt heliumisotop, varvid 3,2 MeV energi frigöres. Båda reaktionerna är lika sannolika. Detta innebär, att vid reaktion mellan ett stort antal kärnor av tungt väte båda reaktionerna inträffar lika ofta. Beräkna den energimängd, uttryckt i kWh, som frigöres, om alla atomer i 1 gramatom tungt väte reagerar med varandra på detta sätt. En gramatom av ett ämne innehåller $6{,}0 \cdot 10^{23}$ atomer. Elektronens laddning är $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb.

Resultat: 1. 10 hk. 2. 59 varv/min. 3. $\sqrt{0{,}21} = 0{,}46$. 4. $3\frac{1}{2}\frac{7}{1} = 3{,}8$ cm framför linsen. 5. 1 och 2 ohm. 6. 0,36 ohm. 7. $7{,}8 \cdot 10^6$ m/sek. 8. $4{,}8 \cdot 10^4$ kWh.

Forts. från sid. 76.

J. Errera, *Chimie physique nucléaire appliquée*, Masson & Cie, Paris (årtal ej angivet). 226 p., 2100 fr.

Boken är uppdelad i två avdelningar. I den första beskrives egenskaperna hos atomerna, atomkärnan och kärnreaktioner, varpå följer en mera detaljerad redogörelse för fissions- och fusionsreaktionerna. Den första delen slutar med en beskrivning av kärnreaktorer samt produktion av atomenergi för civila och militära ändamål. — Den andra delen handlar om nyttjandet av partikelstrålning inom fysikalisk-kemisk forskning och teknik samt den apparatur som därvid krävs. Framställningen av radioaktiva isotoper, måttenheter, strålningens biologiska inverkan och skyddsåtgärder vid arbeten med radioaktiva ämnen diskuteras även. En serie konkreta exempel på den beskrivna tekniken avslutar denna del.

I förordet framhåller förf., att boken endast avser att ge en tillräcklig grund för fortsatta detaljstudier inom den tillämpade kärnvetenskapen, men inte att ge en fullständig översikt över denna. Man kan emellertid fråga sig om inte sådana för den tillämpade kärnforsk-

ningen väsentliga fenomen som beta- och gammastrålnings växelverkan med materia borde ingående beskrivits — de saknas praktiskt taget helt — och mindre utrymme ägnats åt t. ex. K-infångning, vilket gått ett helt kapitel. Förf:s tendens till förenklingar går ofta ut över sakrigheten. Sålunda uppges t. ex. (p. 47), att den enda i naturen förefintliga klyvbara isotopen är U^{235} (många andra naturliga isotoper är klyvbara, om lämplig neutronenergi väljes) eller t. ex. (p. 58) att av europeiska reaktorer bara de i England producerar plutonium (alla reaktorer producerar f. n. plutonium i större eller mindre mängd).

Bokens intressantaste del synes anmälaren den, som ger exemplen på praktiskt nyttjande av partikelstrålning för lösande av fysikalisk-kemiska frågor. Säkerligen kan varje läsare här hitta något av värde.

Jan Rydberg

Sten-Erik Mörtstedt, *Teknisk värmelära.* Svenska Bokförlaget, Stockholm 1957, 194 s., ill., kr. 16:75.

Större delen av boken eller 106 sidor upptar en framställning av elementär termodynamik för gaser och vattenånga. Vidare behandlas fuktig luft, strömningslära, värmeöverföring och kompressorkylmaskiner i särskilda kapitel.

Med boken följer dessutom en diagram- och tabellbilaga om 14 sidor innehållande ångtabeller, Mollierdiagram för vattenånga och fuktig luft samt diagram för beräkning av kylmaskiner.

Ett 80-tal lösta exempel och 123 övningsexempel med svar kompletterar framställningen.

Arbetet är närmast avsett för undervisningen i tekniska gymnasier och fackskolor och innehåller också det mesta av vad som borde meddelas på den kraft- och värmetekniska linjen vid tekniska läroverk. Möjligen saknar man seiligerprocessen bland exemplen på kretsprocesser. Å andra sidan har gasturbiner samt varm- och kalluftsmaskiner medtagits. Kapitlet om gasers strömning har avslutats med en framställning av de Lavals expansionsmunstycke.

Som enheter användes kalori för värmemängd och kilopond för kraft. På många ställen har mksa-systemet införts för jämförelse, och däremot är intet att invända. I detta sammanhang borde dock en benämning sådan som tunghet (kp/m³) ha kunnat undvikas. Man konstaterar också att bokstavsbeteckningarna ej genomgående valts i överensstämmelse med de internationella normerna, vilket i en bok av detta slag bör eftersträvas.

Framställningen är klar och lättfattlig och bokens figurer jämte utstyrsel i övrigt är av hög klass.

Erik Storm

Insänd litteratur

J. H. Leck, *Pressure Measurement in Vacuum Systems.* The Institute of Physics, London, 1957, Pp. 144, 30 s. net.

Reports on Progress in Physics, Vol. XX (1957). The Physical Society, London, 1957, Pp. 568, 3 £ 3 s. — *Year Book of the Physical Society,* London, 1957, Pp. 132, 12 s. 6 d.

A. B. Pippard, *Classical Thermodynamics.* Cambridge Univ. Press, 1957, Pp. 165, 15 s. net.

G. H. Series, *Spectrum of Atomic Hydrogen.* Clarendon Press: Oxford Univ. Press, 1957, Pp. 87, 8 s. 6 d. net.

R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics.* Longmans, Green & Co., London/New York/Toronto, 1957, Pp. 534, 60 s. net.

E. G. Cullwick, *Electromagnetism and Relativity.* Longmans, Green & Co., London, 1957, Pp. 299, 63 s. net.

C. E. Easthope, *Three Dimensional Dynamics.* Butterworth, London, 1958, Pp. 277, 42 s. net.

Helen D. Megaw, *Ferroelectricity in Crystals.* Methuen & Co., London 1957, Pp. 220, 27 s. 6 d. net.

A. H. Church, *Mechanical Vibrations.* Wiley, New York/Chapman & Hall, London, 1957, Pp. 275, $ 6.75.

Max Jacob, *Heat Transfer.* Vol. II. Wiley, New York/Chapman & Hall, London, 1957, Pp. 652, $ 15.00.

J. W. Souther, *Technical Report Writing.* Wiley, New York/Chapman & Hall, London, 1957, Pp. 70., $ 2.95.

Dislocations and Mechanical Properties of Crystals. Conference Sept. 6—8, 1956. Editors: Fischer/Johnston m. fl. Wiley, New York/Chapman & Hall, London, 1957, Pp. 634, $ 15.00.

F. H. Raymond, *L'automatique des informations.* Collection »Évolution des Sciences», Masson & Cie, Paris 1957, 187 p., 1600 fr.

A. Findley, *Die Phasenregel und ihre Anwendungen.* 9. Aufl. Ins Deutsche übertragen. Verlag Chemie, Weinheim, 1958, 368 S., DM 32: —.

K. A. Becher/H. Strack, *Chemiefaserstoffe.* Praxis-Schriftenreihe, Bd. 3. Aulis Verlag, Frankenberg, 64 S., DM 3.50.

J. Kahra, *Die spezielle Relativitetstheorie.* Praxis-Schriftenreihe, Aulis Verlag, Frankenberg, 1957, 62 S., DM 2.80.

Th. Sundorph/H. Jepsen, *Fysik for seminarier.* 11. utg. ved F. Hjerting, Gyldendal, København, 1957, 346 s.

J. Schröder, *Kortvågshandboken.* Nordisk Rotogravyr, Stockholm, 1957, 207 s., kr. 16: —.

T. Hall, *Vår tids stjärnsång.* En naturvetenskaplig studie omkring Harry Martinsons Aniara. Bonnier, Stockholm, 1958, 61 s., kr. 7: 50.

K. G. Ljunghill, *Vad vill vi med vår skola?* Svenska Bokförlaget/Norstedt, Stockholm, 1957, 100 s., kr. 8: 50.

Beckman/Wetterblad/Almkvist/Knave, *Fysik för gymnasiet.* För allm. linje A IV[4] och A III[3] samt för folkskoleseminarier. Sv. Bokförlaget/Bonnier, Stockholm, 1957, 143 s., kr. 6: 25.

J. Aversten, *Svetsning.* I serien »Läroböcker i verkstadsteknik», Sv. Bokförlaget/Bonnier, Stockholm, 1957, 123 s., kr. 10: 50.

B. Bergman/V. Rahmqvist, *Om du hinner.* Träningsuppgifter i matematik för kl. 5. AVCarlsons, Stockholm, 1957, 80 s., kr. 1: 75.

B. A. Gustafsson, *Matematik 1.* Aritmetik, ekvationslära, förberedande kurs i geometri. Gleerups förlag, Lund, 263 s., kr. 7: 50.

nyheter för läraren

ervator *Åke Wallenquist*

STRONOMI

Den moderna astrofysikens resultat och forskningsmetoder.

Författaren ger här en populär och lättillgänglig framställning av astronomins arbetsmetoder och resultat, där forskningens allra senaste rön beaktats.

Ur innehållet: Solsystemet - Stjärnorna - Dubbel- och multipelstjärnor - Stjärnassociationer - Stjärnhoparna - Den interstellära materien - Den metagalaktiska rymden.

Utkommer under mars.

essor *Pentti Kalaja*

as över
ORRA STJÄRNHIMLEN
Skandinavien

9 kartor i stort format. Med kommentar.

Ett värdefullt hjälpmedel vid de astronomiska studierna. Upptar även intressanta objekt som dubbelstjärnor, nebulosor och stjärnhopar.

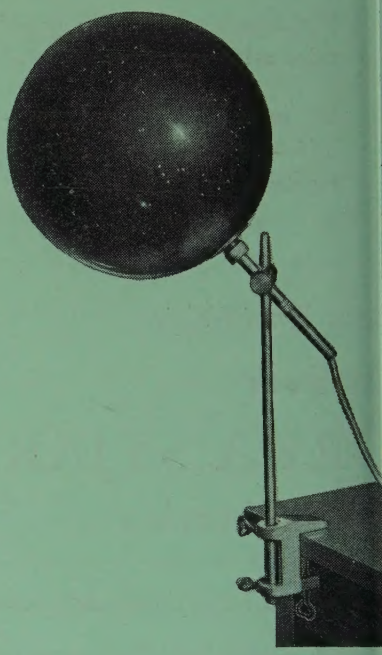
Pris 12:50

B
SVENSKA
OKFÖRLAGET

SKOLBOKCENTRALEN
David Bagaresgata 20, Stockholm C · Postgiro 55 160
UTSTÄLLNING · LÄRAREXEMPLAR · REKVISITIONER
Utställning även Göteborg, Parkgatan 19
Malmö, Hamngatan 4 · *Linköping*, Klostergatan 26
Luleå, Tullgatan 16 · *Sundsvall*, Rådhusgatan 37

Vill Ni studera Sputnik?

Ja, det kan Ni förstås ännu inte göra med Norstedts stjärnglob men Ni kan studera hela stjärnhimlen och stjärnornas rörelser tack vare detta hjälpmedel för undervisningen i astronomi.
Mitt i ett klot av bakelit finns en punktformad ljuskälla. I klotet är hål borrade som motsvarar de mest kända stjärnbilderna. Placeras stjärngloben i ett mörklagt rum får man stjärnor i form av ljusa prickar på rummets tak och väggar. Genom att vrida globen kring sin axel kan man studera stjärnornas rörelser och ställer man axeln i olika lutningar kan man demonstrera hur stjärnhimlen ser ut från olika platser på jorden.



Pris komplett med stativ kr. 140:—

NORSTEDTS SKOLAVDELNING

STOCKHOLM · GÖTEBORG · MALMÖ · LINKÖPING · LULEÅ · SUNDSV

LUND 1958, HÅKAN OHLSSONS BOKTRYCKERI